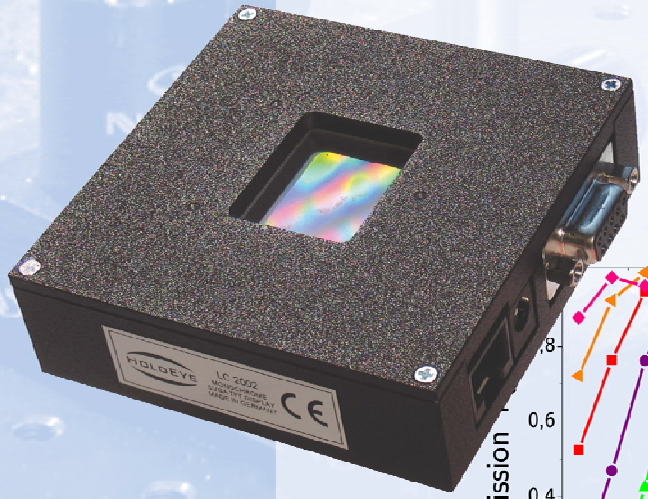
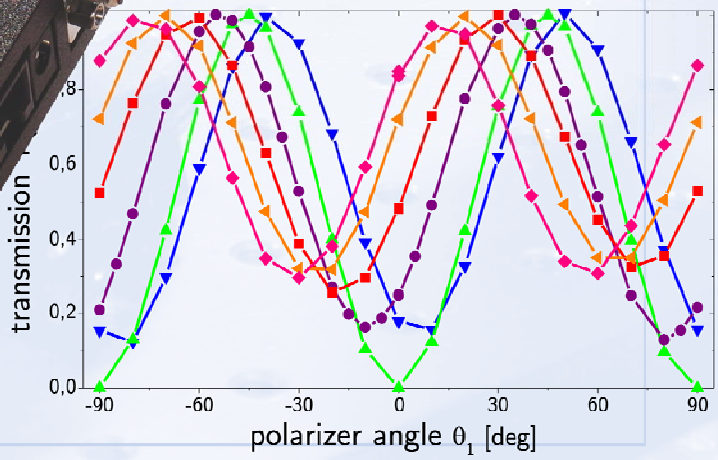
>> Copyright 2007 by HOLOEYE

OPTIXPLORER

Versuchsanleitungen
Bedienungsanleitung Hardware
Bedienungsanleitung Software





HOLOEYE **Pioneers in Photonic Technology**

Hinweis

Diese Bedienungsanleitung beschreibt die bestimmungsgemäße Verwendung des Produktes und dient zur Verhütung von Gefahren. Sie muss von allen Personen gelesen und beachtet werden, die dieses Produkt einsetzen bzw. verwenden, pflegen, warten und kontrollieren.

Sie ist Bestandteil des Gerätes und muss dem Anwender ständig zur Verfügung stehen.

Der in dem Kit enthaltene Laser hat die Laserklasse 3B, daher sind spezielle Laserschutzmaßnahmen notwendig. Die Strahlung des Lasers ist für das menschliche Auge bei direktem und auch bei indirektem Strahlungseinfall gefährlich.

* * *

Copyright

Das vorliegende Dokument ist urheberrechtlich geschützt. Alle Rechte vorbehalten.

Die Reproduktion dieses Dokumentes oder Teilen davon bedarf der vorherigen schriftlichen Genehmigung durch HOLOEYE.

© HOLOEYE Photonics AG

Der Hersteller behält sich Änderungen im Sinne des technischen Fortschritts vor.

Versionsnummer des Dokuments: 2.8e

Allgemeine Informationen zum OptiXplorer

Sechs experimentelle Module mit einer Vielzahl von möglichen Aufgabenstellungen zeigen die große Menge physikalischer Inhalte auf, die mit diesem Versuchsaufbau experimentell erfahrbar und untersuchbar sind. Das sind z. B. Strahlengänge beim Diaprojektor/Beamer, Eigenschaften von polarisiertem Licht, optische Eigenschaften von Flüssigkristallen, Phasen- und Amplitudenmodulation, Lichtbeugung an verschiedenen, dynamisch änderbaren Strukturen, diffraktive optische Elemente (DOEs) und deren Zusammenwirken, Raumfilterung und Interferometrie (Phasenschieber).

Hauptbestandteil des OptiXplorer ist der räumliche Lichtmodulator (SLM, für englisch ‚spatial light modulator') LC 2002. Dieser ist ein universelles Bildwiedergabegerät mit einem monochromen transmittiven Flüssigkristall-Display. Geringe Abmessungen und die bequeme Bedienung über eine serielle Schnittstelle vereinfachen die Handhabung.

Das Gerät ist für den Anschluss an die Grafikkarte eines Personal Computers mit einer SVGA-Auflösung (800x600 Punkte) eingerichtet. Farbsignale wandelt das Gerät in Grauwerte um. Das Gerät kann über eine serielle (RS232-) Schnittstelle bezüglich der wesentlichen Bildwiedergabeparameter konfiguriert werden. Die Einstellungen werden im Gerät automatisch gespeichert und nach dem nächsten Einschalten wieder hergestellt.

Eine angepasste „OptiXplorer"-Software, welche die Umsetzung der genannten optischen Funktionen auf dem SLM ermöglicht, ist im Lieferumfang enthalten. Eine weitere Software ermöglicht das komfortable Konfigurieren des SLM über die serielle (RS232-) Schnittstelle eines PC. Darüber hinaus werden mit dem Programm ‚PhaseCam' und dem LabView™-Programm ‚DynRon' zwei Messprogramme für die beschriebenen Experimente mitgeliefert.

Zur experimentellen Durchführung werden ein Diodenlasermodul mit integrierter Aufweitungsoptik, zwei Polarisatoren mit passenden Drehfassungen sowie einige weitere optomechanische Komponenten sowie natürlich die benötigten Kabel und Netzteile mitgeliefert.

Somit eignet sich der OptiXplorer, je nach ausgewählter Aufgabenstellung, sowohl für Grund- bzw. Anfängerpraktika aller Studiengänge, für Fortgeschrittenenpraktika für Physiker als auch für Praktika in der technischen Optik bei Ingenieurstudiengängen.

Kooperation mit Hochschulen und Universitäten

Die Erarbeitung der theoretischen Einführung und der Versuchsbeschreibungen gelang in enger Zusammenarbeit mit mehreren deutschen Hochschulen und Universitäten, auch für die Hinweise zur Fehlerbereinigung, Verbesserung und Erweiterung derselben möchten wir uns herzlich bedanken.

Die Autoren der umfangreichsten Beiträge möchten wir hier gern namentlich benennen:

Prof. Dr. Ilja Rückmann, Dr. Tobias Voß – Universität Bremen

PD Dr. Günther Wernicke, Humboldt-Universität zu Berlin

Dipl.-Phys. Stephanie Quiram (AG Prof. H.J. Eichler), Technische Universität Berlin

Dipl.-Ing. (FH) Sven Plöger (AG Prof. J. Eichler), Technische Fachhochschule Berlin

Selbstverständlich freuen wir uns über Hinweise zu notwendigen Korrekturen oder möglichen Erweiterungen, es gibt sicher noch viele weitere interessante Versuche, die mit dem OptiXplorer durchgeführt werden können !

Dr. Andreas Hermerschmidt, HOLOEYE Photonics AG

Lieferumfang

Im Lieferumfang sind enthalten:

- 1 LCD Bildwiedergabegerät LC 2002
- 1 Steckernetzteil 15V= / 0,8A
- 1 RS-232 Adapterkabel
- 1 VGA Monitorkabel
- 1 LC2002 Halterung

- 1 Lasermodul mit Strahlaufweitung / fokussierbar
- 1 Laserhalterung
- 1 Steckernetzteil 5V / 1A

- 1 Handbuch (Versuchsbeschreibungen und Gerätebedienungsanleitungen)
- 1 CD-ROM mit Software (und elektronischer Version des Handbuches)

- 2 Steckernetzteiladapter (falls benötigt)

Optional innerhalb der erweiterten Version:

- 2 drehbar gelagerte Polarisatoren
- 4 Säulen
- 4 Säulenhalterungen
- 4 Reiter
- 1 Montageschiene 30 cm

INHALTSVERZEICHNIS

1 Einführung in die Themengebiete des OptiXplorer 10

I THEORETISCHE GRUNDLAGEN 11

2 Vorbemerkungen 11

3 Elektrooptische Eigenschaften von Flüssigkristallzellen 11
3.1 „Twisted nematic“ Flüssigkristallzelle 12
3.2 Polarisation von Lichtwellen 13
3.3 Lichtausbreitung in anisotropen Medien 14
3.4 Optische Verzögerungsplatten 15
3.5 Jones-Matrix-Darstellung einer „twisted nematic“ LC-Zelle 17
3.6 Eigenschaften von TN-LC-Zellen bei angelegter Spannung 20
3.7 Amplituden- und Phasenmodulation durch TN-LC-Zellen 21

4 Skalare Theorie der Lichtwellen und Beugung — Fourieroptik 21
4.1 Ebene Wellen und Interferenz 21
4.1.1 Interferenz ebener Wellen 22
4.1.2 Kohärenz des Lichtes 23
4.2 Beugungstheorie 25
4.2.1 Kirchhoff’sche Beugungstheorie 25
4.2.2 Fresnel’sches Beugungsintegral 26
4.2.3 Fraunhofer – Beugung 26
4.3 Symmetrien von Beugungsbildern 27
4.3.1 Fraunhofer-Beugung an reinen Amplitudenobjekten 27
4.3.2 Fraunhofer-Beugung an binären Elementen 28
4.3.3 Beugung an räumlich separablen Beugungsobjekten 29
4.4 Beugung an räumlich periodischen Objekten 29
4.4.1 Beugungsordnungen im Fraunhofer-Beugungsbild 29
4.4.2 Fraunhofer-Beugung an linearen binären Gittern 30
4.4.3 Beugung an dynamisch adressierten pixelierten Gittern 33
4.4.4 Beugungswinkel der Ordnungen 35
4.5 Einfluss linearer und quadratischer Phasenfunktionen 36
4.5.1 Quadratische Phasenfunktion - Fouriertransformation mit einer Linse 36
4.5.2 Lineare Phasenfunktionen und der Verschiebungssatz 37
4.5.3 Räumliche Separation der ungebeugten Lichtwelle vom Beugungsbild 37
4.6 Anwendungen der Fourieroptik 38
4.6.1 Berechnung diffraktiver Elemente 38
4.6.2 Raumfrequenzfilterung 39

5 Literaturempfehlungen 40

II VERSUCHSANLEITUNGEN 41

6 Modul AMP: Amplitudenmodulation und Projektion 43
6.1 Zielstellung 43
6.2 Benötigte Komponenten 43

6.3 Versuchsablauf und mögliche Aufgabenstellungen 43
6.4 Stichpunkte zur Vorbereitung 49
6.5 Literatur 49

7 Modul JON: Bestimmung der Jones-Matrix und der Parameter der TN-LC-Zellen 50
7.1 Zielstellung 50
7.2 Benötigte Komponenten 50
7.3 Versuchsablauf und mögliche Aufgabenstellungen 50
7.4 Stichpunkte zur Vorbereitung 60
7.5 Literatur 60

8 Modul LIN: Lineare und separable binäre Strahlteilergitter 61
8.1 Zielstellung 61
8.2 Benötigte Komponenten 61
8.3 Versuchsablauf und mögliche Aufgabenstellungen 61
8.4 Stichpunkte zur Vorbereitung 74
8.5 Literaturhinweise 74

9 Modul RON: Beugung an dynamisch adressierten Ronchi-Gittern 75
9.1 Zielstellung 75
9.2 Benötigte Komponenten 75
9.3 Versuchsablauf und mögliche Aufgabenstellungen 75
9.4 Stichpunkte zur Vorbereitung 80
9.5 Literatur 80

10 Modul CGH: Computergenerierte Holographie und adaptive Linsen 81
10.1 Zielstellung 81
10.2 Benötigte Komponenten 81
10.3 Versuchsablauf und mögliche Aufgabenstellungen 81
10.4 Stichpunkte zur Vorbereitung 90
10.5 Literaturhinweise 90

11 Modul INT: Interferometrische Messung der Phasenmodulation 92
11.1 Zielstellung 92
11.2 Benötigte Komponenten 92
11.3 Versuchsablauf und mögliche Aufgabenstellungen 92
11.4 Stichpunkte zur Vorbereitung 98
11.5 Literaturhinweise 99

III GERÄTEBESCHREIBUNGEN 100

12 Bedienungsanleitung SLM 100
12.1 Sicherheitshinweise 100
12.1.1 Einsatzort 100
12.1.2 Schutz vor extremer Hitze und Kälte 100
12.1.3 Schutz vor eindringendem Wasser 100
12.1.4 Behandlung des LC-Displays 100
12.1.5 Reinigung des LC-Displays 100

12.1.6 Elektrische Verbindungen 100
12.1.7 Wartung 100
12.2 Technische Daten 101
12.3 Anschlüsse 101
12.3.1 Serielle Schnittstelle 102
12.3.2 Spannungsversorgung 102
12.3.3 Videoeingang 102
12.4 Inbetriebnahme 103
12.5 RS232-Befehle 103
12.5.1 Befehlsaufbau 103
12.5.2 Abfragende Befehle 104
12.5.3 Einstellbefehle 106
12.5.4 Sonstige Befehle 108
12.6 Fehlermeldungen 108
12.7 Montagezeichnung 109

13 Lasermodul 111
13.1 Technische Daten des Lasers 111
13.2 Inbetriebnahme 111
13.3 Lasersicherheit 112

14 Polarisationsfilter 113

IV BESCHREIBUNG DER SOFTWARE 114

15 Bediensoftware für das LC2002-Display 114
15.1 Systemvoraussetzungen 114
15.2 Installation 114
15.3 Start der Bediensoftware 114
15.4 Einstellelemente im Feld "Contrast / Brightness / Geometry" 116
15.5 Einstellelemente im Feld "Gamma Correction" 117
15.6 Einstellelemente im Feld "Screen Format" 118
15.7 Factory Defaults 119

16 „OptiXplorer“ Software 121
16.1 Systemvoraussetzungen 121
16.2 Installation der Software 121
16.3 Starten des Programms 121
16.4 Laden eines Bildes 122
16.5 Programmfunktionen im Vollbildmodus 123
16.6 Berechnung eines diffraktiven optischen Elementes 127
16.7 Erzeugen von elementaren optischen Funktionen 128
16.8 Das ‘Window’- Menü 131

17 „PhaseCam“ Software 132
17.1 Systemvoraussetzungen 132
17.2 Installation der Software 132
17.3 Benutzeroberfläche 132

17.4 Video Optionen 133
17.5 Preliminary Tasks 133
17.6 Line Options 134
17.7 Gray Value Window 135
17.8 Measurement 135
17.9 Evaluation 136

18 LabView™-Software „DynRon“ 138
18.1 Systemvoraussetzungen 138
18.2 Installation der Software 138
18.3 Bedienoberfläche 138
18.4 Draw parameters 139
18.5 Data acquisition parameters 140
18.6 Additional information und Datafile 141
18.7 Execution 141
18.8 Instant data 141
18.9 Measurement data 142
18.10 Graph 142
18.11 Überblick zur Programmierung der „DynRon“-Software 142

1 Einführung in die Themengebiete des OptiXplorer

Licht kann an dynamisch modifizierbaren optischen Elementen, wie beispielsweise den Flüssigkristallzellen eines räumlichen Lichtmodulators, gebeugt werden. Die Beugung ist abhängig von den Transmissionseigenschaften des Flüssigkristallmaterials, welche wiederum aus den elektrooptischen Eigenschaften hergeleitet werden können. Nach Transmission durch das beugende Element entstehen durch die Ausbreitung des Lichtes abstandsabhängige, charakteristische Beugungsmuster.

Auf Beugung beruhende diffraktive optische Elemente (DOEs) haben inzwischen viele Anwendungen gefunden. Räumliche Lichtmodulatoren bieten die Möglichkeit einer dynamischen, d. h. schaltbaren Realisierung diffraktiver optischer Elemente.

Um die optische Funktion eines Elementes hauptsächlich durch Beugungseffekte zu erzielen, werden kleine Strukturen in der Größenordnung der Lichtwellenlänge benötigt. Die Herstellung solch kleiner Strukturen wurde durch die Entwicklung von Mikroelektronik und Nanotechnologien möglich. Neben der Verfügbarkeit der lithographischen Herstellungsmethoden sind die Fortschritte bei den Replikationstechnologien zur Massenproduktion der Schlüssel für die weite Verbreitung diffraktiver Elemente.

Diffraktive optische Elemente können als Linsen, Prismen oder Strahlteiler verwendet werden, aber auch komplexe Lichtmuster wie z. B. Schriftzüge oder Bilder generieren. Gegenüber refraktiven Elementen gleicher Funktion (falls solche existieren!) haben sie ein geringeres Gewicht und weniger Platzbedarf.

Relativ bekannt ist der Einsatz von DOEs im Massenmarkt für Endkundenprodukte als Mustergenerator-Aufsatz auf Laserpointern, die beispielsweise die Generierung von Pfeilen, Kreuzen oder dergleichen Mustern erlauben. Weniger bekannt ist beispielsweise, dass im Autofokussystem von Digitalkameras DOEs mit einer schwachen und daher augensicheren Infrarot-Laserdiode zum Einsatz kommen.

Im Bereich technischer Geräte der Einsatz als Strahlteiler zur Erzeugung eines wohldefinierten Grids von Lichtpunkten oder -strahlen von Bedeutung, zum Beispiel zur Messfeldvisualisierung von Messgeräten. Es können mit diffraktiv-optischen Strahlteilern auch viele Strahlen gleicher Intensität in einem geometrischen Raster erzeugt und damit z. B. Objektive und Teleskopspiegel einfacher, schneller und genauer vermessen werden als dies mit einem einzelnen Strahl und einer mechanischen Scan-Einrichtung möglich wäre.

In den vorliegenden Versuchsteilen wird zur Realisierung diffraktiv optischer Elemente und zur Untersuchung dynamischer Beugungsstrukturen ein Flüssigkristall-Mikrodisplay als räumlicher Lichtmodulator verwendet, dessen Funktionsweise und physikalische Eigenschaften ebenfalls im Rahmen dieser Versuche untersucht und verstanden werden sollen.

Flüssigkristall-Mikrodisplays mit Pixelgrößen kleiner 100µm finden Verwendung in Anzeigen beispielsweise von Digitaluhren, Digitalthermometern, Taschenrechnern, Dateien- und Videoprojektoren sowie Rückprojektionsfernsehern. Die LCDs (Liquid Crystal Displays) sind kompakt, robust, preiswert und elektrisch schaltbar bei geringem Energieverbrauch, weswegen sie in vielen Bereichen anderen Technologien weit überlegen sind.

I THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2 Vorbemerkungen

Für den OptiXplorer wurden sechs Experimente ausgewählt, die sehr verschiedene Themenbereiche der Optik berühren. Dies beinhalten den optischen Aufbau eines Projektors, die Polarisationseigenschaften des Lichtes, die optischen Eigenschaften von Flüssigkristallzellen, die Phasen- und Amplitudenmodulation, sowie Polarisationsänderung von Lichtfeldern, die Beugung von Licht an dynamisch veränderlichen Strukturen, diffraktive optische Elemente (DOEs) und Interferometrie.

In diesem einführenden Kapitel soll insbesondere auf die Themenbereiche vertiefend eingegangen werden, die nach unserer Auffassung in vorhandenen Fachbüchern nicht in ähnlicher Weise oder nicht unter Herstellung bestimmter, für die Experimente als besonders wichtig erachteten Zusammenhänge betrachtet werden. An den meisten Stellen, an denen eine Lektüre existierender Fachbüchern bereits ohne weiteres für die Durchführung der Experimente ausreichend ist, wird auf ebendiese verwiesen, an mancher Stelle wird zur Herstellung von Zusammenhängen innerhalb dieser Einführung eine Dopplung der Darstellung mit existierenden Fachbüchern in Kauf genommen.

3 Elektrooptische Eigenschaften von Flüssigkristallzellen

Flüssigkristalle sind eine Phase der Materie, deren Ordnung zwischen der einer Flüssigkeit und der eines Kristalls liegt. Sie haben wie Kristalle eine langreichweitige Ordnung ihrer Orientierung, was in der Regel eine Anisotropie bestimmter Eigenschaften, zu denen die dielektrischen und elektrooptischen Eigenschaften zählen, zur Folge hat. Sie weisen aber gleichzeitig ein für Flüssigkeiten typisches Fließverhalten auf und haben keine stabile Positionierung ihrer einzelnen Moleküle.

Flüssigkristalle, die in LCDs verwendet werden, lassen sich durch das Anlegen eines elektrischen Feldes reversibel bezüglich der Orientierung ihrer Moleküle beeinflussen (dielektrische Anisotropie). Durch die längliche Form dieser Moleküle und ihre insgesamt geordnete Orientierung hat ein einzelnes LCD-Element doppelbrechende Eigenschaften, weist also unterschiedliche Brechungsindizes für bestimmte Polarisationsrichtungen eines einfallenden Lichtwellenfeldes auf (optische Anisotropie). Somit ist es mit einem LCD-Element möglich, durch das Anlegen einer definierten Spannung den Polarisationszustand eines solchen Wellenfeldes gezielt zu verändern.

Es gibt verschiedene Typen von Flüssigkristallen, unter denen die *nematischen* und die *smektischen* Flüssigkristalle zu den wichtigsten zählen. Nematische Flüssigkristalle weisen eine charakteristische lineare Ausrichtung der Moleküle auf, sie haben also eine Ordnung bezüglich der Orientierung ihrer Molekülachse, aber eine zufällige Verteilung der Molekülzentren. Smektische Flüssigkristalle formen zusätzlich Schichten, die zueinander verschiedene Orientierungen der Molekülachse aufweisen, sie besitzen also eine Ordnung bezüglich Orientierung *und* Translation.

In LCDs sind die Flüssigkristalle in einzelnen Zellen mit sorgfältig gewählten geometrischen Abmaßen angeordnet. Die optischen Eigenschaften jeder einzelnen Zelle können durch das Anlegen eines externen elektrischen Feldes modifiziert werden. Das elektrische Feld verändert hierbei reversibel die Orientierung der Moleküle. Durch die langreichweitige Ordnung ihrer Orientierung kommt es in den Zellen zu einer feldabhängigen Veränderung der Doppelbrechung.

Die einzelnen Flüssigkristallzellen sind durch „Zellenwände“ getrennt, welche neben der tatsächlichen Abtrennung des LC-Materials noch zur Aufnahme der elektrischen Leitungen dienen, welche eine individuelle Einstellung der Spannung (d. h. des elektrischen Feldes) an jeder Zelle ermöglichen. Da die Zellen in Form eines zwei-dimensionalen Arrays angeordnet sind, stellen die Zellenseparatoren für

transmittierendes Licht ein Kreuzgitter dar, wodurch auch ein entsprechendes Beugungsmuster hervorgerufen wird.

3.1 „Twisted nematic“ Flüssigkristallzelle

Die folgende Darstellung bezieht sich auf LC-Displays mit „twisted nematic“ Flüssigkristallen. In solchen Zellen haben die Orientierungsschichten (‚alignment layers’) auf der Grund- und Deckfläche der Zelle verschiedene Ausrichtung, die typischerweise in etwa orthogonal zueinander ist. Durch die langreichweitige Ordnung der Moleküle bildet sich eine helixartige Struktur heraus, d. h. der Winkel der Molekülachse verändert sich entlang des Lichtweges durch die Zelle.

Die Helixstruktur des „twisted nematic“ Flüssigkristalls kann benutzt werden, um die Polarisation einer einfallenden Lichtwelle zu verändern. Ist die Polarisation an der Eintrittsfläche der LC-Zelle parallel zu den Molekülen, folgt die Polarisation der sich drehenden Molekülachse (siehe Abbildung 1). Beim Austritt aus der LC-Zelle ist daher die Polarisationsachse gegenüber der einfallenden Polarisation um 90° gedreht.

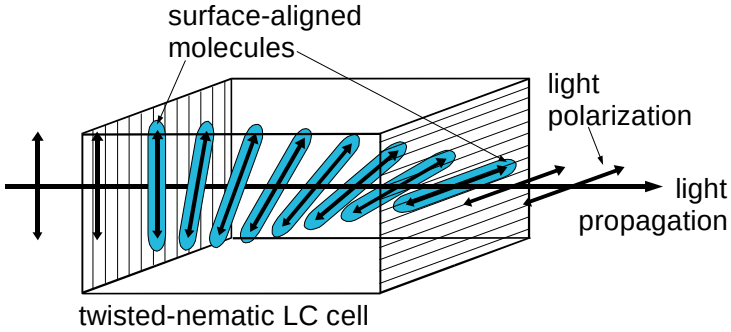


Abbildung 1: Transmission einer polarisierten Lichtwelle durch eine nematische LC-Zelle

Um die Zelle als ein dynamisches optisches Element zu nutzen, wird eine Spannung an die transparenten Elektroden der Zelle gelegt. Das resultierende elektrische Feld im Material führt zu einer Änderung der molekularen Orientierung, wie in Abbildung 2 für drei Spannungen V_A, V_B, V_C dargestellt ist.

Zusätzlich zu der bereits im feldfreien Zustand vorhandenen Verdrehung („twist“) kommt es zu einer von der Größe der angelegten Spannung abhängigen Verkippung („tilt“) der Moleküle, sobald ein bestimmter Spannungswert überschritten wird ($V_B>V_{thr}$). Mit steigender Spannung ($V_C>>V_{thr}$), werden die Moleküle zunehmend parallel zur Feldrichtung orientiert, nur die Moleküle nahe an den Orientierungsschichten bleiben weitgehend unbeeinflusst.

Da die Helixstruktur der Moleküle durch das Anlegen der Spannung gestört ist, findet eine Drehung der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts nicht mehr im gleichen Maße statt, und bei ausreichend hoher Spannung verlässt das Licht die Zelle mit unveränderter Polarisation.

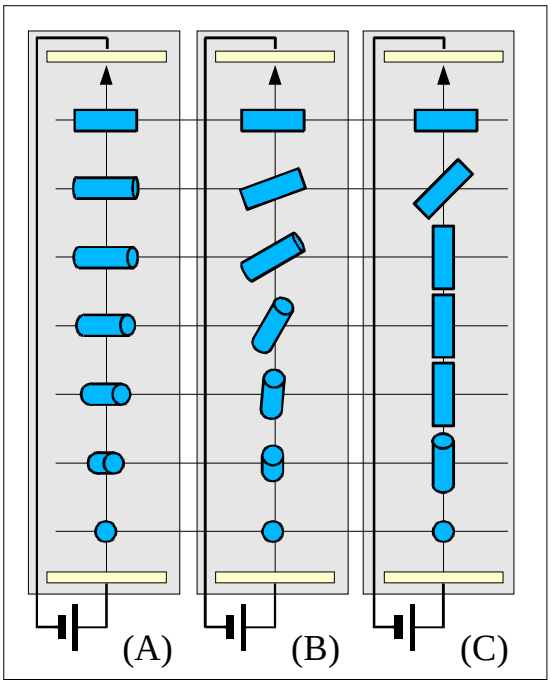


Abbildung 2: LC-Zellen mit verschiedenen angelegten Spannungen: VA=0 mit Molekülen im Ausgangszustand, VB>$Vthr$ mit in Feldrichtung gekippten Molekülen, VC>>$Vthr$ mit parallel ausgerichteten Molekülen im zentralen Bereich der Zelle.

Durch Kombination der Zelle mit einem hinter der Zelle angebrachten Polarisator (so genannter Analysator) entsteht ein schaltbarer Amplitudenmodulator für polarisiert einfallendes Licht. Für unpolarisierte Lichtquellen wird ein zusätzlicher Polarisator vor der LC-Zelle benötigt, um die gleiche Funktionsweise zu realisieren.

Um die Effekte etwas detaillierter analysieren zu können, ist eine genauere theoretische Betrachtung von Polarisationszuständen nötig.

3.2 Polarisation von Lichtwellen

Die Polarisation einer Lichtwelle ist durch die Orientierung des Amplitudenvektors der Feldstärke gegeben. *Unpolarisiertes* Licht besteht aus einer Überlagerung von Feldern unterschiedlicher Polarisation ohne zeitlich stabile Phasenbeziehung zueinander. Vollständig polarisiertes Licht kann dagegen durch einen einzelnen Richtungsvektor beschrieben werden (*lineare Polarisation*) oder durch eine Überlagerung zweier Richtungsvektoren mit fester Phasenbeziehung (*elliptische Polarisation*). Unvollständig polarisiertes Licht besteht aus einer Mischung polarisierten und unpolarisierten Lichtes, der Polarisationsgrad solcher Lichtfelder kann beispielsweise mit Hilfe der *Stokes-Parameter* bestimmt werden.

Im Folgenden soll nur vollständig polarisiertes Licht betrachtet werden. Der Polarisationszustand kann in diesem Fall mit Hilfe von so genannten Jones-Vektoren beschrieben werden, welche im Falle einer in z-Richtung propagierenden Lichtwelle die Form

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} \tag{1}$$

annimmt, wobei V_x und V_y komplexe Zahlen sind, welche die Amplituden und die relative Phase der beiden linearen Polarisationsanteile angeben. Für die meisten Betrachtungen

ist es sinnvoll, einen normalisierten Vektor $\mathbf{V}$ zu verwenden, d. h. $|\mathbf{V}|=1$, und den Betrag der tatsächlichen Feldstärke mit Hilfe eines skalaren Vorfaktors zu erfassen.

Eine *linear* polarisierte Lichtwelle wird von Vektoren der Form

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} \cos\alpha \\ \sin\alpha \end{pmatrix} \tag{2}$$

beschrieben, die aussagt, dass die Feldkomponenten in x und y synchron, d. h. ohne Phasenverschiebung, oszillieren. Beliebige Polarisationszustände können demgegenüber eine Phasenverschiebung zwischen den Feldkomponenten aufweisen. Diese Zustände werden als *elliptische Polarisation* bezeichnet und durch Vektoren

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \exp(\mathrm{i}\Gamma/2) \\ \sin\alpha & \exp(-\mathrm{i}\Gamma/2) \end{pmatrix} \tag{3}$$

beschrieben. Die Phasenverschiebung wird hier mit Γ bezeichnet.

Eine derartige Beschreibung von Polarisationszuständen des Feldes kann genutzt werden, um die Ausbreitung polarisierten Lichtes in anisotropen Medien, wie z. B. doppelbrechenden Kristallen oder Flüssigkristallen, zu beschreiben.

3.3 Lichtausbreitung in anisotropen Medien

Materialien, in denen die Atome räumlich in regelmäßigen Abständen nach einem stets sich wiederholenden Schema angeordnet sind, werden als *Kristalle* bezeichnet. Aufgrund ihrer translatorischen Ordnung können auch Flüssigkristalle auf diese Weise beschrieben werden.

In vielen Materialien sind bestimmte Eigenschaften, beispielsweise optische Eigenschaften, anisotrop. In diesem Fall ist der Brechungsindex (und damit auch die Lichtgeschwindigkeit) für die meisten Ausbreitungsrichtungen des Lichts polarisationsabhängig. In Kristallen gibt es jedoch immer so genannte *optische Achsen*. Für eine Lichtwelle, welche sich entlang einer solchen optischen Achse ausbreitet, verhält sich das Material, als sei es isotrop.

Für alle Lichtausbreitungsrichtungen, die nicht einer optischen Achse entsprechen, wird das Material durch zwei verschiedene Brechzahlen n_1 und n_2 für zwei zueinander orthogonale Polarisationsrichtungen beschrieben. Diesen Effekt bezeichnet man als *Doppelbrechung*.

Im Folgenden soll die Betrachtung auf einachsige Kristalle beschränkt werden, die nur eine einzige optische Achse besitzen. Entlang der optischen Achse breiten sich Lichtwellen unabhängig von ihrer Polarisation mit der Geschwindigkeit c / n_0 aus, d. h. die Brechzahl n_0 ist für alle Polarisationsrichtungen gleich. Für alle anderen Ausbreitungsrichtungen ist die Geschwindigkeit polarisationsabhängig. Man spricht von einer ordentlich polarisierten Welle, wenn die Lichtgeschwindigkeit ebenfalls c / n_0 ist. Die Welle mit der dazu orthogonalen Polarisation wird als außerordentlich polarisiert bezeichnet. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit c / n_{eo} dieser Wellen hängt vom Winkel der Ausbreitungsrichtung zur optischen Achse des Kristalls ab:

$$\frac{1}{n_{\mathrm{eo}}^2(\theta)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_{\mathrm{o}}^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_{\mathrm{eo}}^2}. \tag{4}$$

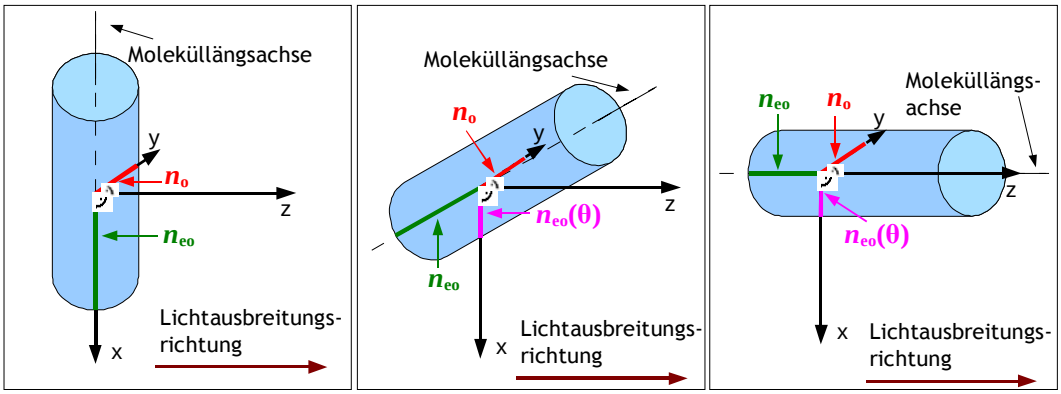


Abbildung 3: Darstellung der Brechungsindizes: ordentlicher n_o, außerordentlicher n_{eo} und resultierender außerordentlicher Brechungsindex $n_{eo}(\theta)$ für verschiedene Moleküllagen

Die Wirkung eines doppelbrechenden Materials auf den Polarisationszustand einer Lichtwelle kann durch die Modifikation des Jones-Vektors der einfallenden Welle in einen neuen Jones-Vektor ausgedrückt werden. Mathematisch lässt sich diese Umwandlung mithilfe einer *Jones-Matrix* ausdrücken.

In seiner einfachsten Form ist der Jones-Kalkül eine systematische Berechnungsmethode zur Bestimmung der Auswirkungen verschiedener, den Polarisationszustand beeinflussender Elemente auf eine vollständig polarisierte Lichtwelle. Bei der Verwendung dieses Kalküls wird der Vektor der einfallenden Lichtwelle nacheinander mit charakteristischen Matrizen, den Jones-Matrizen — je einer für ein optisches Element — multipliziert. Daraus ergibt sich schließlich der Vektor der elektrischen Feldstärke der aus dem optischen System austretenden Welle.

Die Jones-Matrix eines doppelbrechenden Materials kann anhand der entstehenden Phasenverzögerung zwischen den Teilwellen mit ordentlicher und außerordentlicher Polarisation hergeleitet werden. Die beiden Teilwellen breiten sich mit den Geschwindigkeiten c / n_o und c / n_{eo} aus. Nach einer Ausbreitungsstrecke d erhält man einen neuen Jones-Vektor

$$\mathbf{V}' = \begin{pmatrix} V'_{eo} \\ V'_{o} \end{pmatrix} = \mathrm{W}_d \begin{pmatrix} V_{eo} \\ V_{o} \end{pmatrix}, \tag{5}$$

wobei

$$\mathrm{W}_d = \begin{pmatrix} \exp(-\mathrm{i}\frac{n_{eo}\omega}{c}d) & 0 \\ 0 & \exp(-\mathrm{i}\frac{n_{o}\omega}{c}d) \end{pmatrix}. \tag{6}$$

3.4 Optische Verzögerungsplatten

Aus einem einachsigen optischen Material mit der optischen Achse senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts und parallelen Endflächen kann man eine optische Komponente herstellen, welche als *Verzögerungsplatte* oder *Wellenplatte* bezeichnet wird.

Die optischen Komponenten können in verschiedenen Koordinatensystemen betrachtet und beschrieben werden. Im folgend wird ein an den Achsen des optischen Tischs orientiertes x-y-Koordinatensystem verwendet, die Komponenten werden in u-v-Koordinatensystemen beschreiben, die gegen über dem System des optischen Tisches

bezüglich der optischen Achse verdreht sein können, wie in Abbildung 4 skizziert. Für doppelbrechende optischen Komponenten wird dabei die folgende Zuordnung verwendet: u = eo-Achse, v = o-Achse.

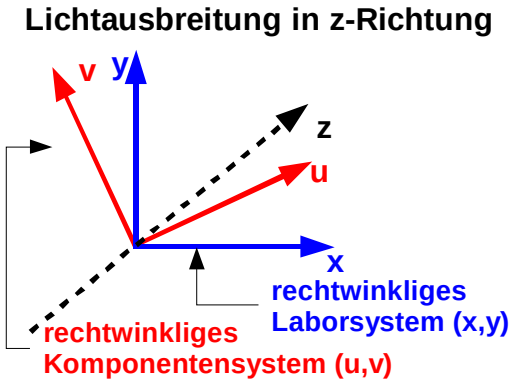


Abbildung 4: Skizze der rechtwinkligen Koordinatensysteme: das x-y-Koordinatensystem und ein beliebiges Koordinatensystem (u,v)

Die Jones-Matrix W_d einer Verzögerungsplatte kann geschrieben werden als

$$W_d = e^{-i\Phi} \cdot \begin{pmatrix} \exp\left(-i\frac{\Gamma}{2}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(i\frac{\Gamma}{2}\right) \end{pmatrix} \tag{7}$$

wobei die Größe Γ, welche die relative Phasenverzögerung beschreibt, gegeben ist durch

$$\Gamma = (n_{eo} - n_o)\frac{2\pi}{\lambda} d \tag{8}$$

und die Größe Φ, welche die absolute Phase beschreibt, definiert ist als

$$\Phi = \frac{1}{2}(n_{eo} + n_o)\frac{2\pi}{\lambda} d\,. \tag{9}$$

Der Phasenfaktor $\exp(-i\Phi)$ kann in einigen Fällen, zum Beispiel wenn keine Interferenzerscheinungen betrachtet werden, vernachlässigt werden.

Ein $\lambda/2$-*Plättchen* ist ein spezielles Beispiel einer Verzögerungsplatte mit einer Dicke d von

$$d = \frac{\lambda}{2(n_{eo} - n_o)}, \tag{10}$$

die zu einer relativen Phasenverzögerung zwischen den Polarisationen von $\Gamma = \pi$ führt. Die optischen Wege der beiden Polarisationsrichtungen im Material unterscheiden sich also um eine halbe Wellenlänge. Die Jones-Matrix eines $\lambda/2$-Plättchens, deren außerordentliche Achse der x-Achse des Laborsystems x-y entspricht, ist gegeben durch

$$W_{HWP} = \begin{pmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}. \tag{11}$$

HOLOEYE Pioneers in Photonic Technology

Im Folgenden soll eine Wellenplatte betrachtet werden, deren optische Achse senkrecht zur Ausbreitungsrichtung *z* einer Lichtwelle und einem Winkel δ zur *x*-Achse orientiert ist. Die Polarisation kann im *x*-*y*-Koordinatensystem oder aber im Koordinatensystem der Wellenplatte geschrieben werden, die Umrechnung erfolgt in diesem Fall unter Verwendung der Rotationsmatrix $R(\delta)$:

(12) $$\mathrm{R}(\delta)=\begin{pmatrix}\cos\delta & \sin\delta\\ -\sin\delta & \cos\delta\end{pmatrix}.$$

Betrachtet man einen beliebigen Jones-Vektor $\mathbf{V}$, so schreibt sich dieser im *x*-*y*-Koordinatensystem als

(13) $$\mathbf{V}=\begin{pmatrix}V_{\mathrm{x}}\\ V_{\mathrm{y}}\end{pmatrix}=\mathrm{R}(-\delta)\begin{pmatrix}V_{\mathrm{eo}}\\ V_{\mathrm{o}}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\cos\delta & -\sin\delta\\ \sin\delta & \cos\delta\end{pmatrix}\begin{pmatrix}V_{\mathrm{eo}}\\ V_{\mathrm{o}}\end{pmatrix}.$$

Die Matrix der Wellenplatte im *x*-*y*-Koordinatensystem kann daher geschrieben werden als

(14) $$\mathrm{W}_{\mathrm{WP}}=\mathrm{R}(-\delta)\mathrm{W}_{d}\mathrm{R}(\delta).$$

Ein $\lambda/2$-Plättchen mit einer Neigung der optischen Achse von $\delta=45°$ relativ zum *x*-*y*-Koordinatensystem wird somit durch die Jones-Matrix

(15) $$\mathrm{W}_{\mathrm{HWP}}^{(45°)}=\begin{pmatrix}0 & -\mathrm{i}\\ -\mathrm{i} & 0\end{pmatrix}$$

beschrieben. Eine einfallende Lichtwelle mit linearer Polarisation entlang der *x*-Richtung erfährt bei Transmission durch dieses $\lambda/2$-Plättchen eine Veränderung des Polarisationszustandes von

(16) $$\mathbf{V}=\begin{pmatrix}V_{x}\\ V_{y}\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}1\\ 0\end{pmatrix}$$

auf

(17) $$\mathbf{V}'=\begin{pmatrix}0 & -\mathrm{i}\\ -\mathrm{i} & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}1\\ 0\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}0\\ -\mathrm{i}\end{pmatrix}=\exp(-\mathrm{i}\frac{\pi}{2})\begin{pmatrix}0\\ 1\end{pmatrix},$$

was bedeutet, dass die Welle nun in *y*-Richtung polarisiert ist.

3.5 Jones-Matrix-Darstellung einer „twisted nematic“ LC-Zelle

Eine nematische Flüssigkristallzelle mit einer Helixstruktur der Moleküle kann als eine Aneinanderreihung einer großen Anzahl von dünnen Verzögerungsplatten beschrieben werden, welche die Orientierung der optischen Achse in Abhängigkeit von der Position in Lichtausbreitungsrichtung verändern, so wie sich auch die Richtung der Molekülachse ändert. Die Jones-Matrix der Flüssigkristallzelle kann durch Multiplikation der einzelnen Jones-Matrizen der angenommenen Wellenplatten im Koordinatensystem der ersten Wellenplatte berechnet werden. Das Ergebnis ist

$$W_{\text{TN-LC}} = R(\alpha)\cdot e^{-i\cdot(\beta+\Phi_0)}\begin{pmatrix}\cos\gamma - i\left(\frac{\beta}{\gamma}\right)\sin\gamma & -\left(\frac{\alpha}{\gamma}\right)\sin\gamma \\ \left(\frac{\alpha}{\gamma}\right)\sin\gamma & \cos\gamma + i\left(\frac{\Gamma}{\gamma}\right)\sin\gamma\end{pmatrix}, \tag{18}$$

wobei α den Verdrehungswinkel der Moleküle zwischen Eingangs- und Ausgangsfläche der Zelle bezeichnet, und die Größe γ gegeben ist durch

$$\gamma = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}\ . \tag{19}$$

Die Doppelbrechung β ist abhängig von der Dicke d des LC-Displays, der Brechungsindexdifferenz $\Delta n = n_{eo}$-n_o, sowie der Wellenlänge λ des Einfallslichtes:

$$\beta = \frac{\Gamma}{2} = \frac{\pi\cdot d}{\lambda}\cdot\left(n_{eo} - n_o\right). \tag{20}$$

Da der außerordentliche Brechungsindex n_{eo} von der Orientierung der LC-Molküle und damit von der an die Zelle angelegten Spannung abhängt, ist die Doppelbrechung β ebenfalls spannungsabhängig. Die absolute Phase Φ kann geschrieben werden als

$$\Phi = \beta + \frac{2\pi}{\lambda} d\cdot n_o = \beta + \Phi_0\,. \tag{21}$$

Der von der Spannung unabhängige Phasenfaktor Φ_0 wird in den weiteren Betrachtungen vernachlässigt. Für die Bestimmung der Displayparameter empfiehlt sich eine andere Schreibweise der Jones-Matrix, jetzt im x-y-Koordinatensystem,

$$W_{\text{TN-LC}}^{fghj} = R(-\psi)\cdot W_{\text{TN-LC}}\cdot R(\psi) = e^{-i\cdot\beta}\cdot\begin{pmatrix} f - i\cdot g & h - i\cdot j \\ -h - i\cdot j & f + i\cdot g\end{pmatrix}, \tag{22}$$

in welcher die Displayparameter in den Jones-Matrix-Parametern f, h, g und j enthalten sind. Die Jones-Matrixkomponenten ergeben sich als Real- und Imaginärteile aus der Matrixmultiplikation mit der Drehmatrix zu:

$$\begin{aligned} f &= \cos\gamma\cdot\cos\alpha + \frac{\alpha}{\gamma}\cdot\sin\gamma\cdot\sin\alpha \\ h &= \cos\gamma\cdot\sin\alpha - \frac{\alpha}{\gamma}\cdot\sin\gamma\cdot\cos\alpha \\ g &= \frac{\beta}{\gamma}\cdot\sin\gamma\cdot\cos(2\psi - \alpha) \\ j &= \frac{\beta}{\gamma}\cdot\sin\gamma\cdot\sin(2\psi - \alpha) \end{aligned}\ . \tag{23}$$

Hierbei bezeichnet ψ den „Director“-Winkel, welcher die Lage der Moleküllängsachse an der Frontseite des LC-Displays im x-y-Koordinatensystem beschreibt. Die Jones-Matrix-komponenten erfüllen die Bedingung $f^2 + g^2 + h^2 + j^2 = 1$.

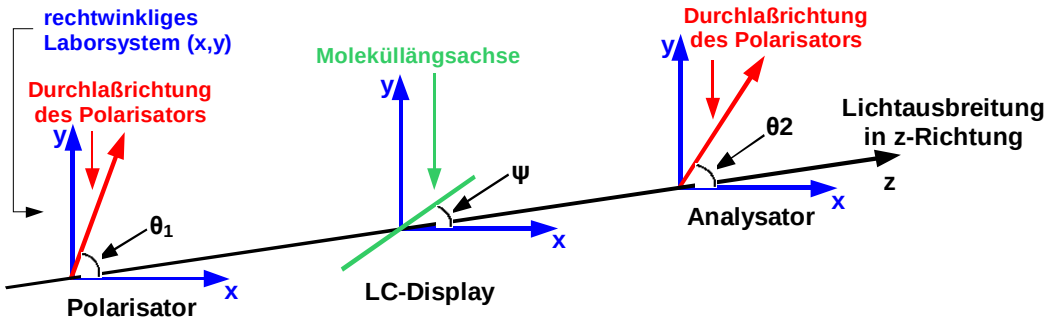


Abbildung 5: Rechtwinkliges *x*-*y*-Koordinatensystem mit den Durchlassrichtungen der Polarisatoren (θ1,θ2) und dem "Director"-Winkel ψ, d. h. der Lage der Molekülängsachse an der Frontseite des LC-Displays, in der *x*-*y*-Ebene

Für die Bestimmung der Jones-Matrixkomponenten wird das in Abbildung 5 skizzierte System aus Polarisator, Lichtmodulator und Analysator betrachtet. Für die Berechnung der Transmission dieses Systems werden beliebig rotierte Polarisatoren verwendet. Die Matrizen $P_{\mathrm{rot}}(\theta_1)$ und $P_{\mathrm{rot}}(\theta_2)$ beschreiben Polarisatoren bei beliebigen Durchlassrichtungen θ_1 und θ_2 im *x*-*y*-Koordinatensystem. Sie folgen, analog zu den Betrachtungen der Wellenplatte weiter oben, aus der Matrixmultiplikation eines horizontal durchlassenden Polarisators

(24)
$$\mathrm{P_h} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

mit den Drehmatrizen:

(25)
$$\mathrm{P_{rot}}(\theta_i) = \mathrm{R}(-\theta_i)\cdot \mathrm{P_h}\cdot \mathrm{R}(\theta_i) = \begin{pmatrix} \cos^2(\theta_i) & \cos(\theta_i)\cdot\sin(\theta_i) \\ \cos(\theta_i)\cdot\sin(\theta_i) & \sin^2(\theta_i) \end{pmatrix}.$$

Die Transmission $T(\theta_1, \theta_2)$ des Lichtes, welches ein LC-Display passiert, kann mit Hilfe des Jones-Formalismus berechnet werden. Dazu wird der Ausgangsfeldstärkevektor eines Systems aus Polarisator, LCD und Analysator betrachtet:

(26)
$$\mathbf{E}_2 = E_2(\theta_1,\theta_2)\begin{pmatrix}\cos(\theta_2)\\ \sin(\theta_2)\end{pmatrix} = \mathrm{P_{rot}}(\theta_2)\cdot \mathrm{W}_{\mathrm{TN-LC}}^{\mathrm{fghj}}\cdot E_1(\theta_1)\cdot\begin{pmatrix}\cos(\theta_1)\\ \sin(\theta_1)\end{pmatrix}.$$

Die Transmission des Systems schreibt sich nach Ausmultiplikation der Matrizen als

(27)
$$\begin{aligned} T(\theta_1,\theta_2) &= \frac{\left|E_2(\theta_1,\theta_2)\right|^2}{\left|E_1(\theta_1)\right|^2} \\ &= f^2\cos^2(\theta_1-\theta_2) + fh\sin(2\theta_1-2\theta_2) + h^2\sin^2(\theta_1-\theta_2)\cdot \\ &\quad + g^2\cos^2(\theta_1+\theta_2) + gj\sin(2\theta_1+2\theta_2) + j^2\sin^2(\theta_1+\theta_2) \end{aligned}$$

Damit diese Funktion für alle Winkel wohldefiniert ist, muss $|E_1(\theta_1)| \neq 0$ gelten. Um dies zu gewährleisten, kann im Falle von linear polarisiertem Einfallslicht eine Verzögerungsplatte mit annähernd $\lambda/4$ verwendet werden.

Falls die Zelle dick genug ist, um die Näherung $\alpha \ll \beta$ zu rechtfertigen, kann die Jones-Matrix deutlich vereinfacht werden

$$W_{\text{TN-LC}} \approx R(-\alpha)\begin{pmatrix} \exp(-i\beta) & 0 \\ 0 & \exp(i\beta) \end{pmatrix} \tag{28}$$

und erlaubt eine einfache physikalische Interpretation ihrer optischen Funktionsweise. Einfallendes Licht mit linearer Polarisation in x-Richtung oder y-Richtung erfährt eine Rotation der Polarisationsrichtung um einen Winkel α entsprechend dem Winkel zwischen den Orientierungen der *alignment layers* der Zelle, wie bereits durch die anschauliche Erklärung in Abbildung 1 suggeriert wurde.

3.6 Eigenschaften von TN-LC-Zellen bei angelegter Spannung

Wird eine Spannung an die LC-Zelle angelegt, richten sich die Moleküle parallel zum elektrischen Feld aus. Da der Winkel zwischen der Lichtausbreitungsrichtung und der Molekülachse (und damit der optischen Achse des doppelbrechenden Materials) sich dadurch verkleinert, wird die Doppelbrechung mit zunehmender Spannung immer geringer. Ab einer bestimmten Spannung liegt die optische Achse des LC-Materials dann parallel zur Lichtausbreitungsrichtung, und die Polarisation des einfallenden Lichtfeldes bleibt erhalten (siehe Abbildung 2).

Diesen Zusammenhang kann man so ausdrücken, dass der Brechzahlunterschied $\Delta n = n_{\text{eo}} - n_{\text{o}}$ zwischen ordentlicher und außerordentlicher Polarisation mit zunehmender Spannung immer kleiner wird, so dass $\beta \to 0$. Die Jones-Matrix ist in diesem Fall gegeben durch

$$W_{\text{TN-LC}} \approx R(-\alpha)\begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{29}$$

was die oben erwähnte Erhaltung der Polarisation analytisch beschreibt.

Der Betrieb eines Mikrodisplays als räumlicher Lichtmodulator mit möglichst vielen verschiedenen Transmissionszuständen erfordert die Verwendung auch der Zwischenzustände, in denen die LC-Moleküle weder in der Helix-Anordnung noch parallel zum elektrischen Feld vorliegen. Die Matrix $W_{\text{TN-LC}}$ ohne die zuletzt vorgenommenen Näherungen ermöglicht eine Analyse dieser Zustände, in denen üblicherweise einfallendes Licht mit linearer Polarisation die Zelle elliptisch polarisiert verlässt.

Die Spannungen an den LC-Molekülen werden bei vielen Lichtmodulatorgeräten (so auch beim hier verwendeten LC2002) in Form der Grauwerte von übertragenen Bildsignalen gesteuert. Eine elektronische Schaltung auf einer speziell entwickelten Platine erhält die Bildsignale über die VGA-Schnittstelle eines PC und erzeugt daraus die benötigten Spannungswerte für die Flüssigkristallzellen.

Obwohl für die Herleitung der angegebenen Jones-Matrix Annahmen gemacht wurden, die nicht immer zutreffen, ist die auf dieser Jones-Matrix aufgebaute Theorie für das Verständnis der meisten optischen Eigenschaften der Flüssigkristallzellen völlig ausreichend. Eine komplexere Beschreibung der LC-Displays mittels Jones-Formalismus, die inbesondere auch im Fall angelegter Spannung auftredende Effekte in räumlicher Nähe zu den Dirketor-Plättchen beinhaltet, findet man in der weiterführenden Literatur, z. B. [7. H. Kim und Y. H. Lee].

3.7 Amplituden- und Phasenmodulation durch TN-LC-Zellen

An die TN-LC-Zelle angelegte Spannungswerte bringen die LC-Moleküle dazu, die verschiedenen diskutierten Anordnungen einzunehmen. Bei Verwendung eines Polarisators (so genannter ‚Analysator') hinter der Flüssigkristallzelle wird ein linear polarisiert einfallendes Lichtfeld in unterschiedlichem Maße transmittiert. Dieser Betriebsmodus entspricht der Erzeugung einer *Amplitudenmodulation* der transmittierten Welle.

Darüber hinaus wird auch die Phase der transmittierten Welle modifiziert, wie mit Hilfe der Jones Matrix $W_{\text{TN-LC}}$ gezeigt werden kann. Die Phasenänderung ist eine Funktion des spannungsabhängigen Parameters β. Besonders bei Beleuchtung mit einer kohärenten Lichtquelle (z. B. Laser) können anhand dieser *Phasenmodulation* verschiedene Beugungsphänomene beobachtet werden. Für die Durchführung der Experimente ist von Bedeutung, dass die erzielbare Phasenmodulation von der Richtung der Eingangspolarisation abhängt.

Beim LC2002 treten immer gemischte Amplituden- und Phasenmodulationen auf. Mittels der Stellung von Polarisator und Analysator können jedoch die verschiedenen Verhältnisse von Amplituden- und Phasenmodulation realisiert werden. Liegt eine maximale Amplitudenmodulation bei minimaler Phasenmodulation vor, spricht man von einer *„amplitude-mostly"*-Konfiguration. Bei maximaler Phasen- und minimaler Amplitudenmodulation spricht man hingegen von einer *„phase-mostly"*-Konfiguration.

Für die Durchführung derjenigen Experimente, die sich hauptsächlich mit dem Verständnis der Beugung beschäftigen, ist ein detailliertes Verständnis der Veränderung der Polarisationszustände nicht erforderlich. Es ist ausreichend, das System aus Polarisator, Mikrodisplay und Analysator als eine optische Komponente zu betrachten, welche einen Phasenunterschied zwischen den einzelnen Flüssigkristallzellen erzeugen kann, der proportional zum adressierten Grauwert ist.

Die wesentlichen Schritte beim Übergang von einer einzelnen Flüssigkristallzelle zu einem Mikrodisplay sind die Anordnung der Zellen zu einem ein- oder zweidimensionalen Array und weiterhin die Einführung einer Schnittstelle, die eine individuelle Adressierung der Zellen mit Spannungen erlaubt. Auf diesem Wege wird es möglich, gezielt eine räumliche Verteilung der Lichtmodulation zu erzeugen, daher rührt der Begriff *räumlicher Lichtmodulator* (englisch ‚*spatial light modulator*', SLM).

Auf diese Weise kann ein LCD mit den zugehörigen Polarisatoren nicht nur als bildgebendes Element (wie in Projektionsanwendungen üblich), sondern als schaltbares diffraktives Element verwendet werden, mit dessen Hilfe optische Elemente wie Fresnelzonenlinsen, Gitter und diffraktive Strahlteiler dynamisch über eine elektronische Ansteuerung erzeugt werden können.

4 Skalare Theorie der Lichtwellen und Beugung — Fourieroptik

4.1 Ebene Wellen und Interferenz

Die Fähigkeit zur Interferenz ist ein wesentliches Merkmal des Lichtes, das aus seinem Wellencharakter folgt. Darunter werden die Erscheinungen der Verstärkung und Schwächung verstanden, die bei der Überlagerung von zwei oder mehreren Wellen beobachtet werden. Bei der Interferenz monochromatischer Lichtwellen gleicher Frequenz ergibt sich die Feldstärke des resultierenden Feldes an jedem Ort und zu jedem Zeitpunkt durch die vektorielle Addition der Feldstärken der beteiligten Wellen.

Im folgenden werden wir nur die Interferenz linear polarisierter Wellen mit zueinander parallelen Amplitudenvektoren betrachten. Bei der mathematischen Beschreibung der

Interferenz kann deshalb anstelle der Summation der komplexen Vektorfeldamplituden die Schreibweise der komplexen Amplituden verwendet werden.

Anders als bei Schallwellen sind an die Interferenzfähigkeit der Lichtwellen gewisse Bedingungen geknüpft, die aus dem speziellen Charakter der Prozesse der Lichtentstehung resultieren. Dies wird unter dem Begriff *Kohärenz* erläutert.

4.1.1 Interferenz ebener Wellen

Eine einzelne ebene Lichtwelle kann geschrieben werden als

(30) $$E^i(\mathbf{r},t) = A_0 \exp(\mathrm{i}(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t + \delta))$$

Hierbei bezeichnet ω die Lichtfrequenz und $\mathbf{k}$ den Wellenvektor des Lichts sowie δ eine Phasenkonstante. Für zwei zu überlagernde Lichtwellen zu einem willkürlich gewählten Zeitpunkt t erhalten wir die ortsabhängigen Amplituden als

(31) $$E_1(\mathbf{r}) = A_1 \exp(i\mathbf{k}_1\cdot\mathbf{r} + \delta_1)$$

und

(32) $$E_2(\mathbf{r}) = A_2 \exp(i\mathbf{k}_2\cdot\mathbf{r} + \delta_2)\,.$$

Für den Position $\mathbf{r}$ ergibt sich die resultierende komplexe Amplitude bei Überlagerung der beiden Wellen durch Addition zu

(33) $$E(\mathbf{r}) = E_1(\mathbf{r}) + E_2(\mathbf{r}) = A_1 e^{i(\mathbf{k_1 r}+\delta_1)} + A_2 e^{i(\mathbf{k_2 r}+\delta_2)}\,.$$

Für die Intensität der Interferenzerscheinung ergibt sich

(34) $$I(\mathbf{r}) \sim E(\mathbf{r})E^*(\mathbf{r}) = A_1^{\,2} + A_2^{\,2} + A_1A_2 e^{i[\mathbf{r}(\mathbf{k_1}-\mathbf{k_2})+(\delta_1-\delta_2)]} + A_1A_2 e^{-i[\mathbf{r}(\mathbf{k_1}-\mathbf{k_2})+(\delta_1-\delta_2)]}\,,$$

oder

(35) $$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\Delta\Phi\,.$$

Für die Phasendifferenz $\Delta\Phi$ der beiden interferierenden Wellen gilt

(36) $$\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = \mathbf{r}(\mathbf{k_1} - \mathbf{k_2}) + (\delta_1 - \delta_2)\,.$$

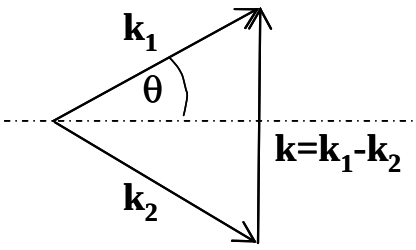


Abbildung 6: Differenz $\mathbf{k}$ zweier Wellenzahlvektoren $\mathbf{k_1}$ und $\mathbf{k_2}$, mit eingeschlossenem Winkel 2θ

HOLOEYE Pioneers in Photonic Technology

Nehmen wir an, dass die beiden Wellen gleiche Amplituden haben ($A_1 = A_2 = A_0$), so verändert sich die Intensität der Interferenzerscheinung periodisch zwischen 0 und $4I_0$. Strenge Additivität der Intensitäten gilt nur, wenn der als Interferenzglied bezeichnete Summand

$$2\sqrt{I_1 I_2}\cos\Delta\Phi$$

identisch verschwindet. In einem solchen Fall liegt keine Interferenz vor. Interferenz heißt Abweichung von der Additivität der Intensitäten. In allen Punkten des Raumes, für die gilt

$$\Delta\Phi = 2N\pi \qquad \text{mit } N = 0,1,2,...$$

finden wir maximale Intensität der Interferenzerscheinung vor:

(37) $$I_{\max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\ .$$

Die Orte minimaler Intensität mit

(38) $$I_{\min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$$

genügen der Bedingung

(39) $$\Delta\Phi = 2(N+1)\pi\ .$$

Es ist wichtig zu beachten, dass die Intensität im Ganzen weder vermehrt noch vermindert werden kann. Sie wird beim Zustandekommen von Interferenz lediglich räumlich anders verteilt, da die Energie insgesamt erhalten bleiben muss.

Die in der Interferenzerscheinung beobachtbaren Hell-Dunkel-Kontraste bezeichnen wir als Interferenzstreifen. Eine wichtige Größe zur Charakterisierung ihrer Sichtbarkeit ist der Kontrast. Er gibt den auf die Summe aus maximaler und minimaler Intensität normierten Unterschied zwischen maximaler und minimaler Intensität an:

(40) $$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

Bei der Überlagerung zweier ebener monochromatischer Wellen erhalten wir

(41) $$C = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}.$$

4.1.2 Kohärenz des Lichtes

Die vorangegangenen Erläuterungen beschreiben das eigentliche Wesen der Interferenz von Lichtwellen nur sehr grob und gehen von Voraussetzungen (monochromatische Wellen, Punktlichtquellen) aus, die in der Realität nicht erfüllt sind. Wie die Erfahrung zeigt, ist es im allgemeinen nicht möglich, sichtbare Interferenzerscheinungen bei der Überlagerung von zwei Wellen zu erhalten, wenn diese von verschiedenen thermischen Lichtquellen bzw. von zwei verschiedenen Punkten einer ausgedehnten thermischen Lichtquelle emittiert werden.

Der oft als kontinuierlich behandelte Vorgang der Lichtausstrahlung ist eigentlich eine Folge vieler kurzer Wellenzüge. Im Atom gehen die Elektronen durch Energiezufuhr in angeregte Zustände über. Die der Ausstrahlungsdauer entsprechende begrenzte

Lebensdauer dieser Zustände von etwa 10^{-8}s führt zur Emission kurzer Wellenzüge von etwa 3 m Länge. Des Weiteren ist die Lichtausstrahlung verschiedener Punkte der thermischen Lichtquelle statistisch verteilt, und die Phasenbeziehungen zwischen je zwei aufeinander folgenden Wellenzügen ein- und derselben Punktquelle wechselt von Emissionsereignis zu Emissionsereignis in nicht vorhersehbarer Weise.

Bei der vorherigen Diskussion wurde stillschweigend vorausgesetzt, dass die Differenz der Phasenkonstanten δ_1 und δ_2 über die Dauer der Beobachtungszeit t_b konstant bleibt. Die von einer ausgedehnten Lichtquelle emittierten Wellen weisen jedoch weder räumlich noch zeitlich konstante Phasenbeziehungen auf. Als Folge davon überlagern sich während der Beobachtungszeit nacheinander viele Wellen mit statistisch wechselnden Phasenbeziehungen. Die resultierende Interferenzerscheinung ist also nicht stationär, sondern ändert in Intervallen von 10^{-8} s ihr Aussehen. Es wird die zeitlich gemittelte Intensität

$$\langle I \rangle_{t_b} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\,\frac{1}{t_b}\int_0^{t_b} \cos\Delta\Phi \, dt \tag{42}$$

gemessen, wobei angenommen wird, dass die Amplituden der einzelnen Wellen im Verlauf von t_b konstant sind.

Sind die Phasenbeziehungen der beteiligten Wellen derart, dass während der Beobachtungszeit sämtliche Phasendifferenzen zwischen 0 und $2N\pi$ gleich häufig vorkommen, so verschwindet der zeitliche Mittelwert der Größe $\cos(\Delta\Phi)$, und es wird lediglich die Summe der Einzelintensitäten I_1 und I_2 gemessen. Man kann somit nicht mehr von Interferenz sprechen, und die überlagerten Lichtquellen werden als *inkohärent* bezeichnet.

Ist die Differenz $(\delta_1\text{-}\delta_2)$ jedoch konstant über die gesamte Beobachtungszeit, so werden die beteiligten Wellen als kohärent bezeichnet, um damit auszudrücken, dass zwischen beiden eine feste Phasenbeziehung besteht. In diesem Fall wird die gemessene Intensität tatsächlich durch Gleichung (43) beschrieben. Die von realen Lichtquellen emittierte Strahlung ist partiell kohärent, da strenge Inkohärenz bzw. strenge Kohärenz nur für das Licht unendlich ausgedehnter bzw. punktförmiger Lichtquellen zutrifft.

Im Abschnitt 4.1.1 wurde die Interferenz monochromatischer Lichtwellen betrachtet, die von idealen Punktlichtquellen ausgehen. Diese Annahmen stellen natürlich Idealisierungen dar. Reale Lichtquellen sind stets leuchtende Flächen endlicher Ausdehnung. Fragt man nach der Lichtquellengröße, bei der der Kontrast der Interferenzstreifen noch ausreichend ist, so ergibt sich die Kohärenzbedingung, die besagt, dass das Produkt aus Lichtquellenbreite b und Beleuchtungsapertur $\sin\alpha$ (2α ist der Öffnungs- bzw. Aperturwinkel) sehr klein gegen die halbe Wellenlänge der emittierten Strahlung sein muss. Obwohl die einzelnen Punktquellen Wellen mit statistisch verteilten Phasenbeziehungen aussenden, ist demnach eine bestimmte Ausdehnung der Lichtquelle für die Erzeugung von Interferenzen zulässig.

Wellenzüge mit festen Phasenbeziehungen können durch Aufspaltung des Lichtes einer Lichtquelle in zwei oder mehrere Teilwellen erzeugt werden. Die kohärente Teilung kann nach einem der beiden folgenden Prinzipien geschehen:

1. *Teilung der Amplitude*

   Ein Interferometer, das auf dieser Methode beruht, ist das Michelson-Interferometer.

2. *Teilung der Wellenfront*

   Dieses Prinzip wird z. B. im Young-Interferometer verwendet.

Man erhält so zwei Wellen, bei denen sich die Phase zwar sprunghaft und unregelmäßig, aber in gleicher Weise ändert. Der Term $(\delta_1\text{-}\delta_2)$ bleibt also konstant.

Nach dem Durchlaufen verschiedener Wege, wodurch eine Phasendifferenz entsteht, werden die Teilwellen wieder vereinigt. Mit Hilfe des Fourierschen Integraltheorems lässt sich jedoch zeigen, dass die Wellenzüge auf Grund ihrer endlichen Länge L_k nur quasimonochromatisch sind. Sie besitzen eine endliche spektrale Bandbreite. Lediglich eine unendlich ausgedehnte Welle wäre monochromatisch.

Überschreitet die optische Wegdifferenz der beiden Wellenzüge die Länge L_k, so kann keine Interferenz beobachtet werden, da sich die phasenmäßig korrelierten Wellen nicht mehr überlagern. Der größte Gangunterschied, bei dem noch Interferenz beobachtet wird, heißt *Kohärenzlänge*.

Das Michelson-Interferometer ermöglicht eine sehr einfache und schnelle Bestimmung der Kohärenzlänge. Sind die Wege der Teilwellen nahezu abgeglichen, so ist die Sichtbarkeit der Interferenzstreifen sehr gut. Bei Vergrößerung der optischen Wegdifferenz tritt eine merkliche Verschlechterung des Kontrastes ein. Überschreitet der Gangunterschied die Kohärenzlänge, so sinkt der Kontrast auf den Wert 0.

4.2 Beugungstheorie

4.2.1 Kirchhoff'sche Beugungstheorie

Eine ebene Welle, die sich in Richtung der z-Achse ausbreitet, kann geschrieben werden als

$$E^i = E_0 e^{\mathrm{i}(kz-\omega t)} . \tag{43}$$

Hierbei bezeichnet ω die Lichtfrequenz und

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{44}$$

den Betrag des Wellenvektors $\mathbf{k}$, der umgekehrt proportional zur Wellenlänge des Lichts λ ist. Es soll nun der Fall betrachtet werden, dass die Welle bei $z = 0$ auf ein ebenes Hindernis trifft. Dieses als dünn angenommene Objekt wird durch die komplexwertige Transmissionsfunktion $\tau(x,y)$ beschrieben. Das transmittierte Feld ist

$$E^t(x, y, z = 0) = \tau(x, y) E^i(x, y, z = 0) . \tag{45}$$

Nach dem *Huygens'schen Prinzip* kann die weitere Ausbreitung durch die Annahme beschrieben werden, dass von jedem Punkt (x,y bei $z = 0$) der beugenden Struktur eine Kugelwelle ausgeht. Um die Feldamplitude an einem Ort (x',y',z) hinter dem beugenden Objekt zu erhalten, muss daher über alle Kugelwellen summiert (integriert) werden.

Diese Beschreibung enthält jedoch auch Wellen in negativer z-Richtung, die nicht beobachtet werden. Die Fresnel-Kirchhoffsche Beugungsformel enthält daher einen Richtungsfaktor, der die Wellen in negativer z-Richtung ausschließt. Für den hier diskutierten Fall einer von einer ebenen Welle beleuchteten beugenden Struktur erhält man

$$E(x', y', z) = \frac{e^{\mathrm{i}kz}}{\mathrm{i}\lambda z} \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} E^t(x, y, 0) e^{\mathrm{i}k((x'-x)^2+(y'-y)^2)} (1 + \cos(\mathbf{e}_z \mathbf{r})) dx dy \quad . \tag{46}$$

Diese Gleichung ist im Allgemeinen zu kompliziert, um konkrete Beugungsprobleme analytisch zu lösen, aber für viele Probleme können sinnvolle Näherungen verwendet werden.

4.2.2 Fresnel'sches Beugungsintegral

Die transversalen Abmessungen des beugenden Objekts sollen klein sein im Vergleich zum Abstand zwischen Objekt und Beugungsbild (paraxiale Näherung). Damit gilt $\cos(\mathbf{e}_z\mathbf{r})\approx 1$ und für den Abstand erhält man näherungsweise

$$r \approx z + \frac{(x'-x)^2}{2z} + \frac{(y'-y)^2}{2z}. \tag{47}$$

Da die Amplitude weit unempfindlicher als die Phase ist, kann im Nenner die gröbere Abschätzung $r\approx z$ verwendet werden. Damit folgt

$$E(x',y',z) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} E^t(x,y,0)\, e^{\frac{ik}{2z}\left((x'-x)^2+(y'-y)^2\right)} dxdy\,. \tag{48}$$

Diese Gleichung beschreibt die Faltung des transmittierten Feldes mit der Impulsantwort der Struktur. Ausmultiplizieren der quadratischen Ausdrücke im Exponenten liefert:

$$E(x',y',z) = A(x',y',z)\,\mathcal{F}[E^t(x,y,0)\, e^{\frac{i\pi}{\lambda z}(x^2+y^2)}](\nu_x,\nu_y) \tag{49}$$

mit

$$A(x',y',z) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{\frac{ik}{2z}\left(x'^2+y'^2\right)} \tag{50}$$

und

$$\nu_x = \frac{x'}{\lambda z},\quad \nu_y = \frac{y'}{\lambda z}. \tag{51}$$

Die Größen ν_x und ν_y werden, analog zu den Frequenzen der Fouriertransformation (oben geschrieben als $\mathcal{F}$) zeitlicher Signale, als *Raumfrequenzen* bezeichnet.

Die Fresnel-Beugung tritt auf, wenn die Beobachtungsebene sich in einer nicht allzu großen Entfernung vom beugenden Objekt befindet. Sie geht mit zunehmender Entfernung stufenlos in die Fraunhofer-Beugung über.

4.2.3 Fraunhofer – Beugung

Die Fraunhofer-Beugung ist ein Spezialfall (und analytisch gesehen eine Vereinfachung) der Fresnel-Beugung für große Entfernungen vom beugenden Objekt. Dieser Fall der so genannten Fraunhofer-Näherung ist gegeben, wenn

$$\left(x^2+y^2\right)\frac{\pi}{\lambda} << z \tag{52}$$

für (x,y) und (x',y') erfüllt ist und das Objekt mit einer ebenen Welle beleuchtet wird. Dann gilt

$$E(x',y',z) = A(x',y',z)\mathcal{F}[E(x,y,0)](\nu_x,\nu_y) \tag{53}$$

mit

$$A(x',y',z) = \frac{\exp(\mathrm{i}\,kz)}{\mathrm{i}\,\lambda z}\ . \tag{54}$$

In der Fraunhofer-Beugung ist das Fernfeld damit durch die Fouriertransformierte des Feldes direkt hinter dem beugenden Objekt gegeben. Die Raumfrequenzen der beugenden Struktur erzeugen Wellen, die sich unter den Winkeln α und β

$$\begin{aligned} \alpha \approx \tan\alpha &= \frac{x'}{z} = \lambda\nu_x \\ \beta \approx \tan\beta &= \frac{y'}{z} = \lambda\nu_y \end{aligned} \tag{55}$$

ausbreiten. Mit Hilfe einer Linse kann das Fernfeld der Lichtausbreitung bereits in der Brennebene einer Linse erhalten werden (siehe Abschnitt 4.5.1).

In der Optik entsteht also eine Fouriertransformation in natürlicher Weise bei der Ausbreitung des Lichtfeldes auf Grund von Beugung. Die Fouriertransformierte einer zweidimensionalen Objektverteilung

$$\begin{aligned} F(\nu_x,\nu_y) &= \mathcal{F}[f(x,y)](\nu_x,\nu_y) \\ &= \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} f(x,y)\exp(-2\pi\mathrm{i}(\nu_x x+\nu_y y))\,dxdy \end{aligned} \tag{56}$$

kann in als Funktion der Raumfrequenzen direkt beobachtet werden, welche mit den Beugungsordnungen übereinstimmen. Diese räumlichen Frequenzen können dann z. B. gefiltert und damit manipuliert werden. Die Fourierfilterung ist eine passive parallele Bildverarbeitung in Lichtgeschwindigkeit.

4.3 Symmetrien von Beugungsbildern

Für bestimmte Beugungsobjekte weisen die beobachteten Beugungsbilder Symmetrien auf. Es ist naheliegend, dass beispielsweise rotationssymmetrische Objekte ein rotationssymmetrisches Beugungsbild aufweisen, und dass auch Spiegelsymmetrien, beispielsweise bezüglich der x- oder der y- Achse, sich im Beugungsbild wiederfinden. In den folgenden Abschnitten soll auf Symmetrien eingegangen werden, deren Auftreten nicht ganz so offensichtlich ist.

4.3.1 Fraunhofer-Beugung an reinen Amplitudenobjekten

Bei Beleuchtung von reinen Amplitudenobjekten mit einer ebenen Welle erhält man ein transmittiertes elektrisches Feld $E^t(x,y,0)$, welches als rein reellwertige Funktion geschrieben werden kann.

Unter dieser Bedingung lässt sich nun aber das Fourier-Integral des Fraunhofer-Beugungsbildes in Formel (56) leicht in seine reellen und imaginären Anteile zerlegen

indem man die Eulersche Formel $\exp(ix)=\cos(x)+i\sin(x)$ anwendet. Im Ergebnis zeigt sich nach einfachen Umformungen, dass das Beugungsbild durch eine *hermitesche Funktion,* das heißt eine Funktion mit der Symmetrie

$$F(-\nu_x,-\nu_y)=F^*(\nu_x,\nu_y) \tag{57}$$

beschrieben wird. Dies bedeutet anschaulich gesprochen, dass die Intensitätsverteilungen der Beugungsbilder reiner Amplitudenobjekte stets eine zweizählige Rotationssymmetrie (gleichbedeutend mit einer Inversionssymmetrie) um die optische Achse aufweisen, demnach wird beispielsweise für jede nach rechts oben gebeugte Welle eine phasenkonjugierte Welle gleicher Intensität nach links unten gebeugt.

4.3.2 Fraunhofer-Beugung an binären Elementen

Auch für binäre Phasenelemente mit den Transmissionswerten 1 und $\exp(i\pi) = -1$ wird ein rein reellwertiges Feld erhalten. Demzufolge hat das Fernfeld-Beugungsbild die gleiche Symmetrie wie im vorigen Abschnitt dargestellt.

Wird das beugungende Objekt durch zwei andere Transmissionswerte τ_1 und τ_2 repräsentiert, bleibt die Symmetrie des Beugungsfernfeldes sogar ebenfalls erhalten. Aus der Linearität der Fouriertransformation lässt sich diese Tatsache mathematisch relativ einfach beweisen, denn Beugungsobjekte aus nur zwei Transmissionswerten können aus einem Beugungsobjekt mit den Transmissionswerten 1 und $\exp(i\pi) = -1$ durch die lineare Transformation $\tau' = a\tau + b$ erhalten werden, mit $a=(\tau_2-\tau_1)/2$ und $b=(\tau_1+\tau_2)/2$.

Die Fouriertransformierte des konstanten Wertes b repräsentiert dabei eine ungebeugte Welle derselben Amplitude. Die ungebeugte Welle breitet sich im Fernfeld parallel zur optischen Achse (also mit Raumfrequenz 0) aus, daher wird hier häufig von der ‚nullten Beugungsordnung' gesprochen. Die gebeugten Wellen entstehen wie beim ursprünglichen Element, mit einer Skalierung der Amplituden um den Faktor a.

Anschaulich bedeutet das, dass zwei binäre Elemente, die durch eine lineare Transformation der obigen Form ineinander überführbar sind, ein bis auf einen Amplitudenskalierungsfaktor gleiches Beugungsbild aufweisen, und sich abgesehen davon nur im ungebeugten Anteil unterscheiden.

Experimentell erfolgt der Übergang zwischen zwei Binärelementen beispielsweise, wenn bei der Adressierung von Binärelementen auf einem räumlichen Lichtmodulator einer oder beide der zur Darstellung verwendeten Grauwerte modifiziert wird bzw. werden. Beim Lichtmodulator „LC2002" werden zur Umsetzung einer eindeutigen Transmissionsfunktion ja Polarisator und Analysator verwendet. Eine Veränderung der Polarisatorstellung bedeutet bei Adressierung einer beugenden Struktur in der Regel ebenfalls eine Änderung der Transmissionswerte und führt zum beschriebenen Effekt.

Ein spezieller Fall soll hier noch besprochen werden, der nicht nur bei Lichtmodulatoren, sondern auch bei der Fabrikation statischer diffraktiver Elemente relevant ist. Bei der Realisierung binärer diffraktiver Elemente unter Verwendung eines ideal transmittiven Materials sind beide Transmissionswerte τ_1 und τ_2 reine Phasenwerte, können also als $\exp(i\Phi_1)$ und $\exp(i\Phi_2)$ geschrieben werden. Völlig äquivalent ist eine Beschreibung durch die Transmissionswerte 1 und $\exp(i\Delta\Phi)$ mit $\Delta\Phi = \Phi_1-\Phi_2$.

Der Einfachheit halber soll zusätzlich angenommen werden, dass das berechnete diffraktive Element für die idealen Phasenstufen 1 und $\exp(i\pi) = -1$ keine ungebeugte Welle erzeugt, d. h. das Fourierintegral der Transmissionsfunktion für die Raumfrequenz 0 die Amplitude 0 liefert. Dann ergibt sich nämlich

(58) $$\left|\left(\mathcal{F}[\tau']\right)(\nu_x,\nu_y)\right|^2 = \begin{cases}\cos^2(\Delta\Phi/2) & \text{für } \nu_x=\nu_y=0\\ \left|\left(\mathcal{F}[\tau]\right)(\nu_x,\nu_y)\right|^2\sin^2(\Delta\Phi/2) & \text{sonst}\end{cases}.$$

Anschaulich interpretiert wird also abhängig vom Phasenhub $\Delta\Phi$ die Energie zwischen der ungebeugten Welle und den gebeugten Wellen aufgeteilt. Die Extremfälle sind $\Delta\Phi=0$ (hier verbleibt sämtliche Energie in der ungebeugte Welle und das Phasenelement ist de facto nicht vorhanden) und $\Delta\Phi=\pi$ (hier tritt wie oben vorausgesetzt keine ungebeugte Welle auf). Natürlich ist das beschriebene Verhalten gemäß obiger Formel in $\Delta\Phi$ periodisch, d. h. für alle ungeradzahligen Vielfachen von π verschwindet die ungebeugte Welle ebenfalls.

4.3.3 Beugung an räumlich separablen Beugungsobjekten

Unter einem räumlich separablen Beugungsobjekt versteht man ein Objekt, dessen Transmissionsfunktion $\tau(x,y)$ durch ein Produkt

(59) $$\tau(x,y)=\tau_x(x)\cdot\tau_y(y)$$

ausgedrückt werden kann. Natürlich sind auch alle Beugungsobjekte, die durch Rotation um die optische Achse diese Eigenschaft annehmen, als räumlich separabel zu betrachten. Wie man aus den Formeln für das Beugungsbild in der Fresnel-Näherung (siehe Abschnitt 4.2.2) und der Fraunhofer-Näherung (siehe Abschnitt 4.2.3) entnehmen kann, überträgt sich diese Eigenschaft auf die Beugungsbilder, welche durch ein Produkt der beiden Integrale für je eine Raumrichtung gegeben sind.

Diese Eigenschaft ist beispielsweise von Bedeutung, wenn das Beugungsobjekt (wie beispielsweise beim hier verwendeten Lichtmodulator der Fall, siehe Abschnitt LIN6 der Versuchsdurchführungen) eine zusätzliche ungebeugte Welle erzeugt. Soll ein lineares Beugungsobjekt $\tau_x(x)$ untersucht werden, kann durch Überlagerung (d. h. rechnerisch Multiplikation) mit einer dazu orthogonalen linearen Transmissionsfunktion $\tau_y(y)$ eine Abtrennung der zu untersuchenden Beugungsfigur von der ungebeugten Lichtwelle erreicht werden.

4.4 Beugung an räumlich periodischen Objekten

Räumlich periodische Objekte, die in der Optik oft als *Gitter* bezeichnet werden, weisen ein diskretisiertes Fernfeldbeugungsmuster auf, im Gegensatz zum räumlich kontinuierlichen Beugungsmuster räumlich aperiodischer Objekte. Dies liegt am Raumfrequenzspektrum periodischer Objekte, welches aus diskreten Frequenzen besteht.

4.4.1 Beugungsordnungen im Fraunhofer-Beugungsbild

Für ein eindimensionales periodisches Objekt mit räumlicher Periodizität g ist jede diskrete Raumfrequenz des Beugungsobjektes dabei ein Vielfaches der Grundfrequenz $1/g$ und erzeugt bei Beleuchtung mit monochromatischem Licht ein Maximum im Fernfeld, eine so genannte *Beugungsordnung*.

Für periodische Beugungsobjekte kann das Fourierintegral der Transmissionsfunktion zu einer Fourierreihe vereinfacht werden. Die Fourierkoeffizienten $A_{l,m}$, welche die komplexwertigen Amplituden der gebeugten Wellen beschreiben, sind für ein zweidimensionales Objekt mit ortsabhängiger komplexwertiger Transmissionsfunktion $\tau(x,y)$ und räumlichen Periodizitäten g_x und g_y gegeben durch

(60) $$A_{l,m} = \frac{A_{\text{in}}}{g_x g_y} \int_0^{g_x} \int_0^{g_y} \tau(x,y) \exp(-2\pi \mathrm{i} \left(\frac{l}{g_x} x + \frac{m}{g_y} y \right)) \, dxdy \, .$$

Die komplexwertige Transmissionsfunktion $\tau(x,y)=\rho(x,y)\exp(i\Phi(x,y))$ erfasst dabei die Veränderungen der Welle in Bezug auf Amplitude und Phase bei Transmission durch das Beugungsobjekt. Für ein eindimensionales periodisches Objekt vereinfacht sich die Amplitude zu

(61) $$A_l = \frac{A_{\text{in}}}{g} \int_0^{g} \tau(x) \exp(-2\pi \mathrm{i} \frac{l}{g} x) \, dx \, .$$

In dieser Formel ist das beugende Objekt durch eine komplexwertige Transmissionsfunktion $\tau(x)$ gegeben, die nur von einer räumlichen Koordinate (in diesem Falle x) abhängt. Solche bezüglich einer Raumrichtung (in diesem Falle y) konstante Beugungsobjekte bezeichnet man als *lineare Gitter*.

Eine solche Transmissionsfunktion $\tau(x)$ kann beispielsweise einen sinusoidalen Verlauf haben. Dieser Fall tritt z. B. bei der holographischen Aufnahme eines Beugungsgitters mittels einer Zwei-Wellen-Interferenz auf (siehe Abschnitt 4.1). Die Transmissionsfunktion kann innerhalb eines vorgegebenen Intervalls jeden Wert annehmen.

4.4.2 Fraunhofer-Beugung an linearen binären Gittern

Die möglichen Werte der Transmissionsfunktion eines adressierten LCDs sind auf 256 verschiedene Werte beschränkt, da die Ansteuerung über einen der drei 8-bit tiefen Farbkanäle eines VGA-Signals erfolgt. Das einfachste Beispiel der Diskretisierung der Transmissionsfunktion ist natürlich ein Signal, das aus nur zwei verschiedenen Werten besteht (*binäres optisches Element,* siehe Abschnitt 4.3). Für lineare Gitter ergibt sich die Möglichkeit, das Gitter mithilfe der sprunghaften Übergänge zwischen den einzelnen Transmissionswerten τ_1 und τ_2, den so genannten *Transitionspunkten* (siehe Abbildung 7), zu beschreiben.

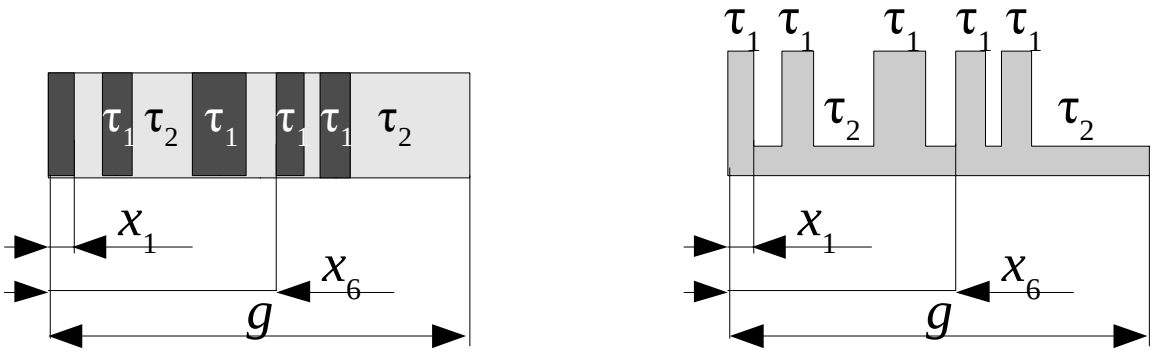


Abbildung 7: Skizze eines linearen binären Gitters mit Transmissionswerten τ_1 und τ_2, Gitterperiode g und 10 Transitionspunkten $x_1 \ldots x_{10}$ (x_1 und x_6 sind eingezeichnet). Links: Draufsicht eines Gitters, rechts: Beispielhaftes Profilgitter in Seitenansicht

Zunächst soll hier ein einfaches lineares binäres Gitter mit nur zwei Transitionspunkten betrachtet werden. Für eine Gitterperiode g gibt es im Grunde nur einen freien Transitionspunkt der im Folgenden als x_1 bezeichnet werden soll, der zweite liegt bei 0 oder (völlig äquivalent) bei g. Es ergibt sich die allgemeine Transmissionsfunktion

HOLOEYE Pioneers in Photonic Technology

(62) $$\tau(x)=\begin{cases}\tau_1 & \text{für} \quad 0\le x\le x_1\\ \tau_2 & \text{für} \quad x_1\le x\le g\end{cases}.$$

Mit dieser folgt für die Feldstärken

(63) $$A_0 = A_{\text{in}}\cdot\left[\tau_2-\frac{x_1}{g}\cdot(\tau_2-\tau_1)\right]$$

und

(64) $$A_l = \frac{\mathrm{i}\cdot A_{\text{in}}}{2\cdot\pi\cdot l}\cdot(\tau_2-\tau_1)\cdot\left(1-\exp\left(-\mathrm{i}2\pi\frac{l}{g}x_1\right)\right).$$

Energiegrößen wie z. B. Intensität und Lichtleistung sind proportional zum Betragsquadrat $A\cdot A^*$ der komplexwertigen Amplitude A. Die Beugungseffizienz wird als Verhältnis zwischen Energiegrößen definiert, daher ergibt sich

(65) $$\eta_l = \frac{A_l\cdot A_l^*}{A_{\text{in}}\cdot A_{\text{in}}^*}.$$

Die Beugungseffizienzen in Abhängigkeit von x_1 ergeben sich dann zu:

(66) $$\eta_0 = \left|\frac{(\tau_2-\tau_1)}{2}\left(1-\frac{2x_1}{g}\right)+\frac{(\tau_1+\tau_2)}{2}\right|^2$$

und

(67) $$\eta_l = \frac{|\tau_2-\tau_1|^2}{\pi^2\cdot l^2}\cdot\sin^2\left(\pi l\frac{x_1}{g}\right)$$

für $l\neq 0$. Die Beugungseffizienzen der einzelnen Ordnungen weisen somit eine charakteristische Hüllkurve der Form $\mathrm{sinc}^2(\pi l x_1/g)$ auf, welche nicht von den einzelnen Transmissionswerten τ_1 und τ_2 abhängt. Dies bedeutet beispielsweise, dass bei einem Transitionspunkt bei $x_1=g/k$ alle Beugungsordnungen $l=nk$ verschwinden, nicht allerdings die nullte Ordnung.

Ein Gitter mit einem Verhältnis der Strukturbreiten von 1:1 (also $x_1=g/2$) weist aus diesem Grunde nur ungeradzahlige Beugungsordnungen auf. In Abhängigkeit von den Amplituden ρ_1, ρ_2 und Phasen Φ_1, Φ_2 der beiden Transmissionswerte τ_1 und τ_2 kann die Transmissionsfunktion eines solchen Gitters geschrieben werden als

(68) $$\tau(x)=\begin{cases}\rho_1\exp(\mathrm{i}\Phi_1) & \text{für} \quad 0\le x\le \dfrac{g}{2}\\ \rho_2\exp(\mathrm{i}\Phi_2) & \text{für} \quad \dfrac{g}{2}\le x\le g\end{cases}$$

und man erhält die Feldstärke in der nullten Beugungsordnung A_0 nach Ausführung des Integrals in Gleichung (61) als

(69) $$A_0 = \frac{A_{in}}{2} \cdot \left(\rho_1 \exp(i\Phi_1) + \rho_2 \exp(i\Phi_2)\right)$$

und für $m=2k+1$ die Feldstärke in der l-ten Beugungsordnung A_l als

(70) $$A_l = \frac{i A_{in}}{\pi l}\left(\rho_2 \exp(i\Phi_2) - \rho_1 \exp(i\Phi_1)\right)$$

Mit der Phasendifferenz $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ folgt für die Beugungseffizienz in den Beugungsordnungen

(71) $$\eta_0 = \frac{1}{4}\left[\rho_1^2 + \rho_2^2 + 2\rho_1\rho_2\cos(\Delta\Phi)\right]$$
$$\eta_l = \frac{1}{\pi^2 l^2}\left[\rho_1^2 + \rho_2^2 - 2\rho_1\rho_2\cos(\Delta\Phi)\right] \qquad \text{für } (l \neq 0)$$

Die Beugungseffizienzen in den Beugungsordnungen sind unabhängig von der Gitterkonstante g. Mittels der Einstellung der Grauwerte des adressierten Binärgitters werden die Amplituden ρ_1, ρ_2 und die relativen Phasen Φ_1, Φ_2 eingestellt.

Für komplexere binäre lineare Gitter mit mehr als zwei Transitionspunkten x_k soll die Diskussion im Folgenden auf reine Phasengitter mit Phasentransmissionswerten Φ_1 und Φ_2 beschränkt werden. Für Gitter, deren Transmissionswerte auch einen Amplitudenwert aufweisen, ergeben sich gemäß Abschnitt 4.3 sehr ähnliche Eigenschaften.

Die Amplituden der Beugungsordnungen, die ein solches Gitter mit $2K$ Transitionspunkten erzeugt, können für alle Beugungsordnungen mit $l \neq 0$ geschrieben werden als

(72) $$A_l = \frac{\sin(\Delta\Phi/2)}{\pi l}\sum_{k=1}^{2K}(-1)^k \exp(-2\pi i \frac{l x_k}{g})$$

Die Beugungseffizienzen der Ordnungen lassen sich am einfachsten unter Verwendung der Hilfsgrößen

(73) $$S_l = \sum_{i=1}^{2K}(-1)^i \sin(2\pi l x_i)$$
$$C_l = \sum_{i=1}^{2K}(-1)^i \cos(2\pi l x_i)$$

und

(74) $$Q = \sum_{i=1}^{2K}(-1)^i x_i \,.$$

berechnen. Die Beugungseffizienzen der Ordnungen sind dann

(75) $$\eta_0 = 1 - 4Q(1-Q)\sin^2(\Delta\Phi/2)$$

für die nullte Ordnung und

HOLOEYE Pioneers in Photonic Technology

$$\eta_l = \frac{\sin^2(\Delta\Phi/2)}{\pi^2 l^2}\left(C_l^2 + S_l^2\right) \tag{76}$$

für die höheren Ordnungen.

4.4.3 Beugung an dynamisch adressierten pixelierten Gittern

Bei der Erzeugung von Gittern mit Hilfe eines dynamisch adressierbaren räumlichen Lichtmodulators sind die Transitionspunkte nicht mehr völlig frei wählbar. Die Gitterperiode besteht in diesem Fall aus N Pixeln der Größe p, die Gitterperiode ist daher durch Np gegeben. Die Transitionspunkte $x_k = X_k p$ sind ebenfalls Vielfache der Pixelgröße. Diese Pixelierung hat bereits einen Einfluss auf die Amplituden bestimmter Beugungsordnungen. Durch Einsetzen in Formel (72) lässt sich bereits zeigen, dass stets

$$A_N = 0 \tag{77}$$

gilt und außerdem

$$A_{m+N} = \frac{m}{m+N} A_m \,. \tag{78}$$

Beide Formeln besagen, dass in einem Gitter aus N räumlichen Einzelpixeln letztlich nur N Beugungsordnungen unabhängig wählbare Amplituden haben können, auf diese Tatsache werden wir noch zurückkommen. Die Formeln wurden anhand von binären Phasengittern hergeleitet, gelten aber gemäß den Überlegungen aus Abschnitt 4.3.2 auch für andere Binärgitter mit beliebigen Transmissionswerten τ_1 und τ_2.

Die dynamisch adressierbaren linearen Gitter haben aber nicht nur Einschränkungen in Bezug auf die Wahl der Transitionspunkte. Darüber hinaus treten bei der Realisierung mittels Lichtmodulatoren noch Effekte durch die Umrandung der einzelnen Flüssigkristallzellen auf. Diese Umrandungen wirken als eigenes, zusätzliches Beugungsgitter und können in den einzelnen Raumrichtungen als binäre lineare Amplitudengitter mit den Transmissionswerten $\rho_1=0$ und $\rho_2<1$ und zwei Transitionspunkten x_0 und g beschrieben werden(siehe Formeln (66) und (67)).

Wird nun ein dynamisches Gitter adressiert, treten Beugungseffekte an beiden Gittern gleichzeitig auf. Dafür gibt es nun verschiedene mathematische Beschreibungsmöglichkeiten.

(1) Die erste und einfachste Beschreibungsmöglichkeit ist die direkte Berechnung der Amplituden der Ordnungen für eine Gitterperiode, wie es beispielsweise für ein adressiertes Ronchi-Gitter mit Transmissionswerten τ_1 und τ_2 möglich ist. Das resultierende Gitter unter Einbeziehung der Gitterstege hat vier Transitionspunkte: $x_1=w_b$, $x_2=p$, $x_3=p+w_b$ und $x_4=2p=g$. Daraus kann man die Amplituden der Beugungsordnungen berechnen und erhält für die Beugungseffizienzen

$$\eta_l = \begin{cases} \left|\tau_1+\tau_2\right|^2 (p-x_1)^2 & \text{für } l=0 \\ \left|\tau_1+\tau_2\right|^2 \sin^2(\pi l w_b/(2p))/(\pi l)^2 & \text{für geradzahlige } l \text{ mit } l\neq 0 \\ \left|\tau_2-\tau_1\right|^2 \cos^2(\pi l w_b/(2p))/(\pi l)^2 & \text{sonst} \end{cases} \tag{79}$$

Wie man sieht, sind die Beugungseffizienzen von der Breite der Pixelstege abhängig. Insbesondere für den Fall eines idealen binären Phasengitters mit $\tau_1+\tau_2=0$ verschwinden aber wiederum die geradzahligen Beugungsordnungen, wie wir es ohne Berücksichtigung

der Stege erhalten hatten, so dass das Beugungsbild recht nahe an den dort erhaltenen theoretischen Erwartungen bleibt.

(2) Die zweite Beschreibungsmöglichkeit ergibt sich aus der Tatsache, dass sich das ‚gemeinsame' Gitter aus adressierten Pixeln und den dazwischenliegenden Stegen als ein Produkt aus beiden Transmissionsfunktionen schreiben lässt, da wir die Pixelstege mit der Transmission 0 beschreiben und die Zellen mit einem von Null verschiedenen Amplituden-Transmissionswert.

Das Frequenzspektrum (und damit Fraunhofer-Beugungsbild im Fernfeld) erhält man daher als Fouriertransformation eines Produktes zweier Funktionen, die sich gemäß dem Faltungssatz als eine Faltung der beiden einzelnen Fouriertransformierten berechnen lässt. Da beide Transmissionsfunktionen periodisch sind, sind auch beide Spektren diskret und auch die Faltung der beiden Spektren ergibt ein diskretes Spektrum.

Gemäß der in Formel (78) dargestellten Zusammenhänge lässt sich das diskrete Spektrum wie folgt darstellen:

$$\tilde{A}_m = A_m \left(\left(1 - \frac{w_b}{p} \right) + \sum_{\substack{k=-\infty \\ k \neq 0}}^{+\infty} \frac{m}{m - kN} \frac{\mathrm{i}}{2\pi k} \left(1 - \exp\left(2\pi \mathrm{i} k \frac{w_b}{p} \right) \right) \right). \tag{80}$$

Demnach wird ein Beugungsbild beobachtet, in dem die ohne Pixelstege zu erwartenden Amplituden mit einem zusätzlichen Faktor modifiziert werden, welcher nicht vom adressierten Gitter abhängt. Der erste Summand ist meist deutlich größer als die in der Summenformel enthaltenen restlichen Summanden, und kann als Verlustfaktor durch den intransparenten Steg interpretiert werden. Die exakte Berechnung der in Formel (80) erhaltenen Summation ist jedoch recht aufwendig, weswegen noch eine weitere Beschreibungsmöglichkeit interessant ist.

(3) Die dritte Beschreibungs- und Berechnungsmöglichkeit ergibt sich aus der Samplingtheorie. Die N diskreten Pixel eines SLM können als die Darstellung von N auf einem dem Pixelabstand entsprechenden Raster ‚getasteten' Werte einer örtlich kontinuierlichen Funktion verstanden werden.

Natürlich gibt es bei dieser Abtastung gemäß dem *Whittaker-Shannon Theorem* eine obere Frequenzgrenze für sinnvoll ‚abtastbare' Funktionen: Anschaulich gesprochen muss sich die Funktion zwischen zwei Abtastwerten in guter Näherung wie eine Interpolationsfunktion zwischen beiden Werten verhalten; ist die Funktion zwischen beiden Abtaststellen stärker veränderlich, geht bei der Abtastung Information verloren. In diesem Falle weist die abzutastende Funktion eine zu hohe *Raumfrequenz-Bandbreite* auf.

Umgekehrt ist eine aus den Abtastwerten durch Interpolation erhaltene Funktion bezüglich ihrer Raumfrequenzen begrenzt, und die Amplituden höherer Frequenzen sind einfach Wiederholungen des begrenzten Basisspektrums, mit einer durch die Interpolation vorgegebenen Einhüllkurve. Dieses Verhalten wurde zu Beginn dieses Abschnittes bereits für binäre lineare pixelierte Gitter direkt, also ohne Samplingtheorie, hergeleitet.

Die Samplingtheorie ermöglicht jedoch die Beschreibung der Beugungseffekte beliebiger zweidimensionaler pixelierter Beugungsobjekte, wie sie mithilfe eines SLM realisiert werden können, und soll daher (wenn auch nur für den 1-dimensionalen Fall) abschließend kurz mathematisch skizziert werden.

Eine Abtastung $f_s(x)$ einer Funktion $f(x)$ an N Stellen mit einem Abstand p ist gegeben durch

(81) $$f_S = f \cdot \mathrm{comb}\left(\frac{x}{p}\right).$$

Die durch Interpolation auf einem kontinuierlichen Interval definierte, pixelierte Funktion f_I ist dann gegeben durch die Faltung

(82) $$f_I = f_S \otimes \mathrm{rect}(p).$$

Die Fouriertransformierte der Funktion f kann dann mithilfe der diskreten Fourier-Transformation (DFT) der abgetasteten Funktion $f_s(x)$ effektiv numerisch berechnet werden, was zur Berechnung von Beugungseffekten oft ausgenutzt wird, insbesondere durch Einsatz der geschwindigkeitsoptimierten FFT(‚fast fourier transform')-Implementierung.

Insgesamt erhält man dann das Raumfrequenzspektrum und somit auch das Beugungsfernfeld als

(83) $$[\mathcal{F}(f_I)](\nu_x) = \left(\mathrm{comb}(\nu_x p) \otimes \mathcal{F}(f)\right) \cdot \mathrm{sinc}(\nu_x p).$$

Die zentralen N Frequenzen werden durch die DFT der abgetasteten Transmissionsfunktion des beugenden Elements vorgegeben. Höhere Frequenzen treten als Wiederholung der Basisfrequenzen mit einer einhüllenden Kurve auf, welche wiederum durch die Fouriertransformierte der Pixelformfunktion (bzw. Interpolationsfunktion) beschrieben wird. In der hier dargestellten analytischen Form sind diese Zusammenhänge für die numerische Simulation der Lichtausbreitung nach Beugung an pixelierten Strukturen und damit für das Design diffraktiver optischer Elemente von erheblicher Bedeutung.

4.4.4 Beugungswinkel der Ordnungen

Wenn die räumliche Periodizität, oft *Gitterperiode* genannt, mit g bezeichnet wird, lassen sich die Beugungswinkel α_l aus der Gittergleichung

(84) $$g(\sin(\theta + \alpha_l) - \sin\theta) = l \cdot \lambda$$

herleiten, in der θ den Einfallswinkel des Lichts bezeichnet. Für senkrecht einfallendes Licht ist $\theta = 0$, und die Gleichung vereinfacht sich zu

(85) $$g \sin\alpha_l = l \cdot \lambda.$$

Es lässt sich zeigen, dass diese Gleichung völlig äquivalent unter Verwendung der x-Komponenten des Wellenvektors **k** der einfallenden und **k'** der gebeugten Welle geschrieben werden kann, man erhält

(86) $$k_x' = k_x + l \cdot \frac{2\pi}{g} = k_x + l \cdot k_g,$$

wobei hier k_g den Betrag des Wellenvektors des Gitters bezeichnet. Analog kann man die räumliche Gitterfrequenz ν_g einführen und erhält für die Raumfrequenzen der gebeugten Wellen den ganz ähnlichen Zusammenhang

(87) $$\nu_x' = \nu_x + l \cdot \frac{1}{g} = \nu_x + l \cdot \nu_g \,.$$

Die Schreibweise in den Gitterfrequenzen oder Wellenvektoren ist vorteilhaft, wenn es darum geht, die Lichtausbreitungsrichtungen bzw. Beugungswinkel an Gittern mit Periodizitäten in zwei Raumrichtungen zu berechnen. Für den Wellenvektor der gebeugten Welle beispielsweise werden in den beiden Raumrichtungen senkrecht zur Lichtausbreitung jeweils die Bedingung(en) gemäß Gleichung (86) erfüllt, und die fehlende Bedingung ergibt sich dann aus dem ja durch die Wellenlänge feststehenden Betrag des Wellenvektors.

4.5 Einfluss linearer und quadratischer Phasenfunktionen

Das Fraunhofer-Beugungsfernfeld kann in hinreichend großen Abständen vom beugenden Objekt beobachtet werden. Wird zusätzlich eine Linse in den Strahlengang gebracht, entsteht ein Fernfeldbeugungsbild in der hinteren Brennebene, wie in Abschnitt 4.5.1 gezeigt werden wird. Eine Linse kann jedoch durch eine Phasenfunktion repräsentiert werden und ein Beugungsobjekt kann eine solche ‚Linsenphase' enthalten, so dass sich das Verhalten in Bezug auf den Ort der Fernfeldbeugung ändert. Gleiches gilt für den Einsatz eines refraktiven Prismas und dem Enthaltensein einer linearen Phasenfunktion im Beugungsobjekt.

4.5.1 Quadratische Phasenfunktion - Fouriertransformation mit einer Linse

Zur einfacheren Beobachtung kann das Beugungsbild mit einer Linse aus dem Unendlichen in eine endliche Entfernung gebracht werden. Der Durchgang der Feldverteilung durch eine Linse führt zu einer ortsabhängigen Phasenverschiebung und kann durch die Multiplikation mit der Linsentransmissionsfunktion

(88) $$\tau_{\text{lens}} = e^{-\mathrm{i}\frac{k}{2f}\left(x^2+y^2\right)}$$

beschrieben werden. Die Beschreibung der Beugung erfolgt dann wegen der endlichen Entfernung in Fresnel-Näherung. Dabei ist Δz die Entfernung hinter der Linse, bei der die Fouriertransformierte des Lichtfeldes entsteht:

(89) $$E(x,y,\Delta z) = \frac{e^{\mathrm{i}kz}}{\mathrm{i}\lambda\Delta z}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} E(x',y',0)\, e^{-\mathrm{i}\frac{k}{2f}\left(x'^2+y'^2\right)} e^{\frac{\mathrm{i}k}{2\Delta z}\left((x'-x)^2+(y'-y)^2\right)} dx'\,dy' \,.$$

Die Exponenten der beiden Exponential-Funktionen sind sehr ähnlich. Bei Einsetzen von $\Delta z = f$ (Verlagerung des Beobachtungspunktes in die Brennebene der Linse) können sie zusammengefasst werden:

(90) $$\begin{aligned} E(x,y,f) &= \frac{e^{\mathrm{i}kf}}{\mathrm{i}\lambda f} e^{\mathrm{i}\frac{k}{2f}\left(x^2+y^2\right)} \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} E(x',y',0) e^{\frac{\mathrm{i}k}{f}((x'x)+(y'y))} dx'\,dy' \\ &= \frac{e^{\mathrm{i}kf}}{\mathrm{i}\lambda f} e^{\mathrm{i}\frac{k}{2f}\left(x^2+y^2\right)} \mathcal{F}[E]\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right). \end{aligned}$$

In der Brennebene einer Linse entsteht damit eine Feldverteilung, die gleich der Fouriertransformierten der Feldverteilung vor der Linse multipliziert mit einem Phasenfaktor ist. Es wird daher eine Intensitätsverteilung beobachtet, die proportional der Intensitätsverteilung der Fouriertransformierten des Eingangsfeldes ist, welches sein Fernfeldbeugungsbild beschreibt.

Das exakt gleiche Verhalten *ohne Linse* kann nun aber mit einem Beugungsobjekt erhalten werden, welches selbst eine Phasenfunktion τ_{lens} enthält. Entscheidend ist, welcher Linsenbrennweite ein Phasenterm im Lichtfeld hinter dem Beugungsobjekt bzw. gegebenenfalls der (letzten) Linse entspricht, nicht die Herkunft des Phasenterms. Als gleichberechtigte Ursachen kommen letztlich Linsenphasenterme aus dem Beugungsobjekt, eventuell vorhandenen Linsen und auch der (bislang nicht weiter betrachteten) Beleuchtungswelle in Frage, welche konvergent oder divergent sein kann und in dem Fall einen Beitrag zum quadratischen Anteil der Phase des Lichtfeldes leistet. Der Koeffizient der resultierenden sphärischen Phasenfunktion bestimmt die Ebene, in der das Fraunhofer-Beugungsbild beobachtet werden kann.

4.5.2 Lineare Phasenfunktionen und der Verschiebungssatz

Aus einer Eigenschaft der Fouriertransformation kann man zeigen, dass sich das Beugungsfernfeld bei einer Translation des Beugungsobjektes nur unwesentlich ändert. Verglichen mit dem ursprünglichen Beugungsbild kommt es zur Überlagerung einer linearen Phasenfunktion:

$$\begin{aligned}\mathcal{F}[f(x-x_0)](\nu_x) &= \mathcal{F}[f(x)](\nu_x)\cdot\exp(2\pi \mathrm{i}\,\nu_x x_0)\\ &= \mathcal{F}[f(x)](\nu_x)\cdot\exp(\mathrm{i}k_x x_0)\end{aligned}. \tag{91}$$

Völlig analog dazu führt eine lineare Phasenfunktion im Lichtfeld hinter dem Beugungsobjekt zu einer Verschiebung des Raumfrequenzspektrums und damit letztlich der Fraunhofer-Beugungsfigur. Wie bei der ‚Linsenphase' ist letztlich nicht entscheidend, ob der lineare Phasenterm durch ein Prisma vor oder hinter dem Beugungsobjekt, einen im beugenden Objekt ‚enthaltenen' linearen Phasenterm oder durch eine schräg einfallende Beleuchtungswelle (mit Wellenvektorkomponente k_x) verursacht ist.

4.5.3 Räumliche Separation der ungebeugten Lichtwelle vom Beugungsbild

Aus der konventionellen Holographie ist bekannt, dass bei der Rekonstruktion eines Fraunhofer-Hologramms auch die Beleuchtungswelle einen hellen Punkt zum Beugungsbild beisteuert, der vom nicht am Hologramm gebeugten Licht herrührt und seine Ursache in der begrenzten Beugungseffizienz des Hologramms hat.

Beim Aufnehmen eines konventionellen Hologramms interferiert das von einem Objekt diffus gestreute Lichtwellenfeld mit einem geeigneten Referenzwellenfeld und das entstehende Interferenzfeld wird in einem Empfänger, meist einer Fotoschicht, gespeichert. Dieses Interferenzmuster hat, wenn es von einem räumlich ausgedehnten, unregelmäßig geformten Objekt ausgeht, die Struktur eines komplizierten Beugungsgitters.

Voraussetzung für das Entstehen dieses so genannten Hologramms ist die Interferenzfähigkeit (Kohärenz) von Objekt- und Referenzwellenfeld (siehe Abschnitt 4.1.2). Wird das Hologramm beleuchtet, wirkt es wie ein Beugungsgitter. Dient zur Beleuchtung die Referenzwelle, so entstehen in einer Beugungsordnung Wellenfelder mit der Struktur der Objektwelle. Es werden also Bilder des Objekts dreidimensional rekonstruiert.

Die Ebene der Rekonstruktion der Beleuchtungswelle und der Rekonstruktion des holographisch aufgenommen Objekts können entlang der Achse der Lichtausbreitung separiert werden. Hierzu wird als Referenzwelle bei der Hologrammaufnahme eine sphärische Welle verwendet und im Ergebnis erhält man ein Fresnel-Hologramm. Genau dasselbe Verhalten kann durch die multiplikative Überlagerung eines für das Fernfeld berechneten Fraunhofer-Hologramms mit einer Linsenphase erreicht werden.

Überlagerungen von numerisch berechneten Phasen für Fraunhofer-Fernfeldbeugung zweidimensionaler Objekte mit analytischen Phasenfunktionen, beispielsweise den eine

Linse repräsentierenden quadratischen Phasenfunktionen, werden im folgenden als *Computergenerierte Hologramme* bezeichnet.

Dieser Begriff wurde zu einem Zeitpunkt eingeführt, in dem es möglich wurde, das Interferenzmuster von Objekt- und Referenzwelle für einfache Objekte zu berechnen und ein optisches Element ohne das interferenzbasierte Aufnehmen eines (konventionellen) Holograms zu erzeugen.

Eine weitere Möglichkeit, die Rekonstruktion der Beleuchtungswelle von der Rekonstruktion des holographisch aufgenommen Objekts räumlich zu separieren, liegt in der Verwendung einer off-axis eingestrahlten Referenzwelle. Genau derselbe Effekt kann erzielt werden, wenn einem computergeneriertem Hologramm eine Prismenphase überlagert wird.

4.6 Anwendungen der Fourieroptik

Von den zahlreichen denkbaren Anwendungen der Fourieroptik soll hier nur auf zwei ausgewählte Beispiele eingegangen werden. Zunächst wird die iterative numerische Berechnung diffraktiver Elemente in groben Zügen erklärt. Im letzten Abschnitt dieser theoretischen Einführung soll auf die Möglichkeiten der Raumfrequenzfilterung eingegangen werden, welche das Konzept der ‚räumlichen Frequenzen' noch einmal anschaulich macht.

4.6.1 Berechnung diffraktiver Elemente

Für ein gewünschtes Beugungsbild lässt sich durch die Lösung des inversen Beugungsproblems eine beugende Struktur berechnen und diese mit geeigneten Mikrostrukturierungsmethoden herstellen. Das Ergebnis ist ein *diffraktives optisches Element* (DOE), das bei Beleuchtung mit einer kohärenten Lichtquelle das gewünschte Bild im Fernfeld rekonstruiert, d. h. durch Beugung und Interferenz erzeugt. Mit DOEs lassen sich, mit gewissen Einschränkungen, somit klassische optische Elemente, wie Linsen, Strahlteiler, Prismen und auch strahlformende Elemente nachbilden. Darüber hinaus können auch kompliziertere Elemente wie zum Beispiel Multifokuslinsen erzeugt werden.

Für viele Anwendungen ist die Unterdrückung der nullten Beugungsordnung sowie ungewünschter höherer Beugungsordnungen eine Herausforderung. DOEs weisen starke chromatische Aberrationen auf und die Beugungseffizienz ist begrenzt. Dennoch haben DOEs bereits viele Anwendungen gefunden, besonders wenn Raum- und Platzbedarf eine wesentliche Rolle spielen, oder die optische Funktion mit anderen Elementen gar nicht realisiert werden kann.

Hier soll nun kurz schematisch der Berechnungsalgorithmus dargestellt werden, der auch der im Kit verwendeten ‚OptiXplorer' Software zugrunde liegt. Es handelt sich um einen Iterativen Fourier-Transformations-Algorithmus (IFTA). In Abbildung 8 ist der prinzipielle Ablauf schematisch dargestellt.

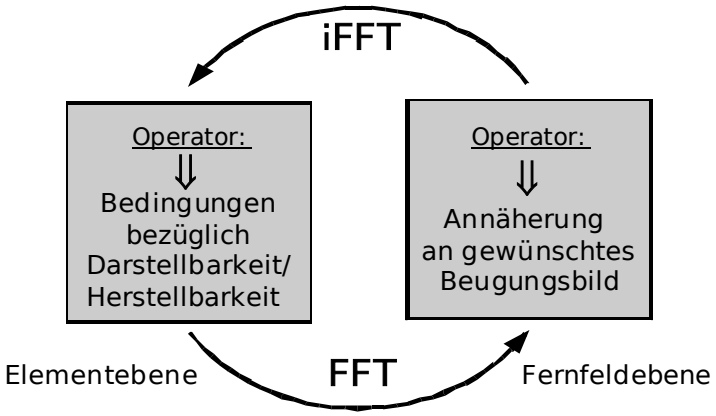


Abbildung 8: Ablaufplan eines Iterativen Fourier-Transformations-Algorithmus (IFTA)

Die in der Abbildung als „FFT“ und „iFFT“ bezeichneten Rechenschritte stehen für die numerische Simulation der Lichtausbreitung zwischen der Ebene des Beugungsobjektes und der Fernfeld-Beugungsebene. In der Ebene des Fernfeldes wird durch einen geeigneten numerischen Operator das momentane durch das beugende Objekt erzeugte Beugungsbild dem gewünschten Beugungsbild angenähert. In der Objektebene (oder Elementebene) wird wiederum das aus dem gewünschten Beugungsbild rechnerisch bestimmte nötige Beugungsobjekt an die technischen Möglichkeiten (Pixelgrößen, mögliche Werte der Transmissionsfunktion, etc.) angepasst.

Nach der Durchführung einiger zehn Rechenschritte wird üblicherweise der Operator der Objektebene immer restriktiver ausgeführt, im Allgemeinen ist hier eine Quantisierung auf eine realisierbare Anzahl von Transmissionswerten (meist Phasenstufen) notwendig. Nach dem letzten Rechenschritt erfüllt das Objekt die Herstellungsbedingungen. Wie gut das erwünschte Beugungsbild mit diesem Objekt umgesetzt werden kann, ist von Fall zu Fall verschieden und ein Gegenstand der Untersuchungen des Fachgebietes der *diffraktiven Optik*.

4.6.2 Raumfrequenzfilterung

Für ein Objekt, welches sich im Abstand d vor einer Linse befindet, kann die Lichtausbreitung vor dieser Linse mit Hilfe der Fresnel-Näherung des Kirchhoff’schen Beugungsintegrals simuliert werden. Das Ergebnis zeigt, dass das Licht in der Fokusebene sich nur um einen Phasenfaktor ändert, der abhängig von d ist. Für den Spezialfall $d=f$ ist das Feld in der Fokusebene äquivalent der Fouriertransformierten des Feldes in der Objektebene (mit Ausnahme eines Faktors, der nicht von x und y abhängig ist). Die Berechnung liefert:

$$E(x,y,f)=\frac{e^{ik2f}}{\mathrm{i}\lambda f}e^{i\frac{k}{2f}\left(x^2+y^2\right)}\mathcal{F}[E]\left(\frac{x}{\lambda f},\frac{y}{\lambda f}\right). \tag{92}$$

Das räumliche Frequenzspektrum kann in der Fokusebene manipuliert werden. Die Transformation und Rücktransformation des Lichtes gelingt einfach in einem so genannten 4f-Aufbau unter Verwendung zweier Linsen gleicher Brennweite, in dem Objekt, erste Linse, Filterebene, zweite Linse und Ausgangsebene jeweils um eine Brennweite f voneinander entfernt angeordnet sind.

Durch die Verwendung unterschiedlichster Filterobjekte kann die Bedeutung der unterschiedlichen Raumfrequenzen leicht veranschaulicht werden: Das mechanische Blockieren von Stellen, an denen in der Filterebene höhere Raumfrequenzen transmittieren würden, führt zu einer Unschärfe im Bild. Das Blockieren der niedrigen Raumfrequenzen führt zur Modifikation der Gesamthelligkeit.

Weiterführend auf diesen Prinzipien kann man sich mit der Dunkelfeldabbildung oder der Phasenkontrastmikroskopie befassen, die ebenfalls auf gezielten Manipulationen einzelner Raumfrequenzen beruhen.

5 Literaturempfehlungen

Optik allgemein

1. Eugene Hecht, *Optik* (3.Auflage), Oldenbourg Verlag, München Wien (2001)
2. Dieter Meschede, *Optik*, Licht und Laser (2.Auflage), Teubner (2005)
3. Stephen G. Lipson, Henry S. Lipson, David S. Tannhauser, *Optik*, Springer, Berlin (1997)

Polarisation und Physik der Flüssigkristalle

4. Edward Collett, *Polarized Light* (Optical Engineering, Vol. 36), Dekker (1992)
5. Amnon Yariv, Pochi Yeh, *Optical Waves in Crystals,* John Wiley & Sons, New York (1984)
6. Pochi Yeh, *Optical Waves in Layered Media,* John Wiley & Sons, New York (1988)
7. H. Kim und Y. H. Lee, *Unique measurement of the parameters of a twisted-nematic liquid-crystal display,* Appl. Opt. 44(9), pp. 1642-1649, 2005.

Fourier-Optik und Diffraktive Optik

8. Joseph W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Third Edition, Roberts and Company Publishers (2004)
9. Frank Wyrowski and Jari Turunen (ed.), *Diffractive Optics for Industrial and Commercial Applications,* Wiley-VCH (1998)
10. Bernhard Kress and Patrick Meyrueis, *Digital Diffractive Optics*, John Wiley & Sons (2000)
11. R. L. Morrison, Symmetries *that simplify the design of spot array phase gratings*, J. Opt. Soc. Am. A 9(3), pp. 464–471 (1992)
12. L. L. Doskolovich, V. A. Soifer, G. Alessandretti, P. Perlo, and P. Repetto., *Analytical inital approximation for multiorder binary grating design*, Pure Appl. Opt. (3) pp.921–930 (1994)
13. F. Wyrowski and O. Bryngdahl, *Iterative Fourier-transform algorithm applied to computer holography*, J. Opt. Soc. Am. A 5, pp. -1065 (1988)
14. Wolfgang Stößel, *Fourieroptik: Eine Einführung*, Springer-Verlag (1993)

III Gerätebeschreibungen

12 Bedienungsanleitung SLM

12.1 Sicherheitshinweise

12.1.1 Einsatzort

Der Betrieb des LC2002 ist nur in Innenräumen zulässig. Gerät nicht in feuchter oder nasser Umgebung einsetzen! Schützen Sie das Gerät vor Verschmutzung!

12.1.2 Schutz vor extremer Hitze und Kälte

Extreme Umgebungstemperaturen können zur Zerstörung des LC2002 durch Feuchtigkeitsbelag oder thermische Überlastung führen. Betreiben Sie das Gerät nicht in der Nähe von Heizgeräten oder unter direkter Sonneneinstrahlung.

Das Displaygehäuse und das Netzteil können sich im Betrieb geringfügig erwärmen. Sorgen Sie für ausreichende Belüftung während des Betriebes.

Das LC-Display darf thermisch nicht überlastet werden. Vorsicht bei Projektions-anwendungen mit Halogenlampen! Hierbei sind Wärmeschutzfilter zwischen Lampe und Display erforderlich. Bitte setzen Sie sich in solchen Fällen mit HoloEye in Verbindung.

12.1.3 Schutz vor eindringendem Wasser

Eingedrungenes Wasser oder andere Flüssigkeiten können das Gerät ernsthaft beschädigen. Trennen Sie das Gerät in solchem Fall sofort vom Netz und setzen Sie sich bitte mit HoloEye in Verbindung.

12.1.4 Behandlung des LC-Displays

Vermeiden Sie die direkte Berührung der Displayoberfläche. Hierdurch können die optischen Eigenschaften beeinträchtigt und schlimmstenfalls das Display zerstört werden.

12.1.5 Reinigung des LC-Displays

Reinigen Sie das Display gegebenenfalls mit einem trockenen, weichen, fusselfreien Tuch. In Zweifelsfällen wenden Sie sich bitte an HoloEye.

12.1.6 Elektrische Verbindungen

Stellen Sie die elektrischen Verbindungen stets im spannungsfreien Zustand aller Komponenten her. Betreiben Sie das Gerät nur mit dem mitgelieferten Steckernetzteil.

12.1.7 Wartung

Das Gerät enthält keine der Wartung unterliegenden Teile. Öffnen Sie das Gerät nicht. Unbefugte Eingriffe können zur Beschädigung oder zur Zerstörung des Gerätes führen.

Bitte beachten:

Bei Nichteinhaltung der Behandlungsvorschriften erlischt jeder Garantieanspruch.

12.2 Technische Daten

Display

Type:	SONY LCX016AL-6
Farbtüchtigkeit:	Grauwert-Wiedergabe
Aktive Fläche:	26,6 mm x 20,0 mm (1,3")
Bildpunktzahl:	832 x 624
Pixelabstand:	32 µm
Bildwiederholrate:	max. 60 Hz
Kontrastverhältnis:	typ. 200:1

Allgemein

Abmessungen (L x B x T):	82 mm x 82 mm x 23 mm
Masse:	0,15 kg
Betriebsspannung des Steckernetzteils:	100-230 V AC ± 10% 50-60 Hz
Stromaufnahme des Steckernetzteils:	max. 150 mA
Betriebsspannung am LC2002:	15 V DC ± 5% Pluspol am Innenkontakt
Stromaufnahme des LC2002:	ca. 250 mA

12.3 Anschlüsse

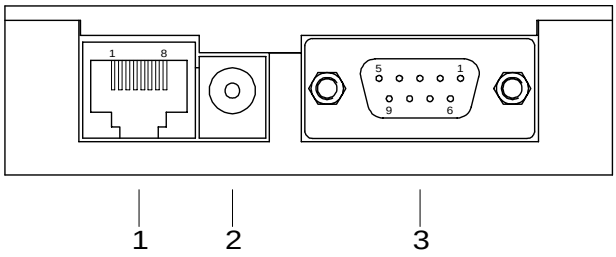


Abbildung 61: Anschlüsse am LC 2002

Das Gerät hat folgende Anschlussbuchsen:

1 - die serielle Schnittstelle zur Konfiguration des Gerätes

2 - der Anschluss für das Steckernetzteil (Gleichstrombuchse)

3 - der Videoeingang zum Anschluss des VGA-Kabels

12.3.1 Serielle Schnittstelle

Anschlussbelegung:

Pin 1	+5V Gs	Pin 5	RXD
Pin 2	+5V Gs	Pin 6	CTS
Pin 3	TXD	Pin 7	Masse
Pin 4	RTR	Pin 8	Masse

Verbindungsparameter:

Geschwindigkeit	19200 Bit/s
Datenbits	8
Parität	keine
Stopbits	1
Datenflusssteuerung	Hardware-Handshake RTR / CTS

12.3.2 Spannungsversorgung

Die Gleichstrombuchse (2) dient der Spannungsversorgung des Gerätes. Hier wird das mitgelieferte Steckernetzteil angeschlossen. Der Pluspol liegt am inneren Stift der Buchse.

12.3.3 Videoeingang

Der Videoeingang (3) wird durch das mitgelieferte VGA-Adapterkabel mit der Grafikkarte des Personal Computers verbunden, der als Bildquelle dienen soll. Die Anschlussbelegung ist wie folgt:

Pin	Funktion
1	Rot-Signal
2	Grün-Signal
3	Blau-Signal
4	HSYNC (Zeilensynchronsignal)
5	VSYNC (Bildsynchronsignal)
6	Rot-Masse
7	Grün-Masse
8	Blau-Masse
9	Masse

12.4 Inbetriebnahme

Für die Inbetriebnahme schließen Sie das LC2002 wie in der Darstellung mit dem RS232-Kabel an den Steuer-PC mit der Fernbedienungs-Software und mit dem VGA-Kabel an die Bildsignalquelle an. Die Bildsignalquelle kann anstelle eines PCs auch eine VGA-Kamera sein.

Erst dann verbinden Sie das Steckernetzteil mit dem LC2002 und stecken dann das Netzteil in die Netzsteckdose.

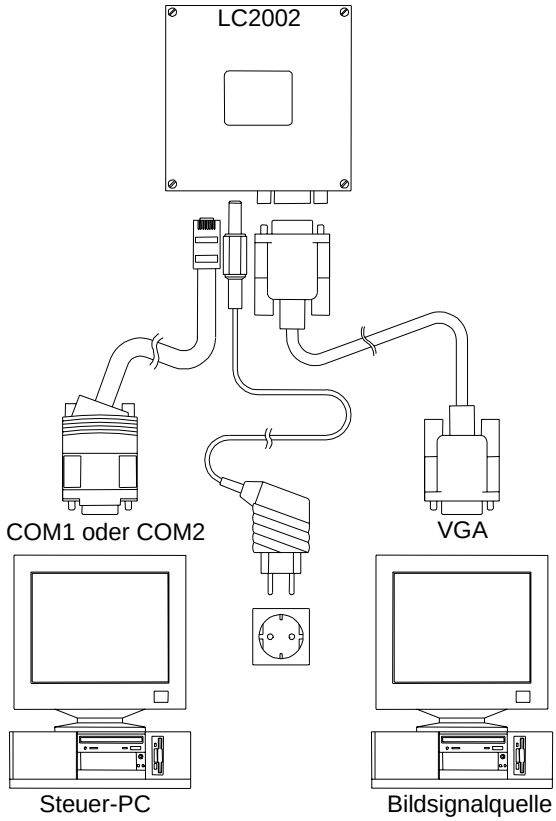


Abbildung 62: Herstellen der elektrischen Verbindungen

Die Steuerung des LC2002 über die RS232 Schnittstelle kann entweder mit der in Abschnitt 15 beschriebenen Bediensoftware erfolgen oder über die im nächsten Abschnitt beschriebenen Befehlen die mit beliebigen geeigneten Geräten übertragen werden können.

12.5 RS232-Befehle

12.5.1 Befehlsaufbau

Die Befehle bestehen aus einer Reihe von ASCII-Zeichen, denen ein Endezeichen folgen muss. Das Endezeichen trennt die Befehle voneinander und veranlasst das LC2002, den Befehl zu decodieren und dann auszuführen.

Als Endezeichen wirken **Carriage Return** (0Dh), **Line Feed** (0Ah) und das Semikolon (3Bh).

Bei den Befehlszeichen braucht nicht auf Groß- bzw. Kleinschreibung geachtet zu werden. Leerzeichen innerhalb eines Befehls sind allgemein nicht zulässig. Sie werden nur unmittelbar von dem Endezeichen toleriert.

Das Gerät verfügt über eine "Echo"-Funktion, d. h. nach erfolgreicher Decodierung eines Befehls sendet es die Zeichenkette '**OK**'. Falls ein Befehl fehlerhaft übergeben wurde oder die Ausführung innerhalb des Gerätes scheiterte, gibt das LC2002 einen Fehlercode aus, der Aufschluss über die Art des Fehlers gibt, z. B. '**ERR 3**'. (siehe auch Abschnitt 12.6)

Die "Echo"-Funktion ist ein- und ausschaltbar. Mit jedem Einschalten des Gerätes ist sie eingeschaltet.

Im Folgenden werden die verfügbaren Befehle und ihre Bedeutung beschrieben. Die Befehle sind jeweils mit <CR> abgeschlossen. Das Zeichen <CR> erhalten Sie durch Drücken der Entertaste (↵) auf Ihrer Tastatur. Sie sollen also nicht die Buchstaben C und R eingeben.

Antworten des LC2002 sind eingerückt dargestellt.

12.5.2 Abfragende Befehle

Abfragende Befehle haben einen Antwortstring des LC2002 zur Folge. Ihr Kennzeichen ist ein Fragezeichen als letztes Zeichen des Befehls.

- Abfragen der Gerätekennung

  IDN?<CR>

  LC2002A

- Abfragen der Firmware-Version

  VER?<CR>

  1.04

- Abfragen der Konfiguration

  CONF?<CR>

  4 1E BE 13 0 0 0 1 0 0 5 1C
  CC 77 FF A7 0 0 A 0 0 89 D 15
  F A 3C 6

Anstelle der hier in der Antwort gezeigten Werte können auch andere stehen, je nach Konfiguration des Gerätes. Die Bedeutung der Bytes ist der nachfolgenden Tabelle zu entnehmen. Teilweise sind in den Bytes anwenderspezifische Einstellungen und interne gemeinsam untergebracht.

Byte Nr.	Bedeutung	intern. Symbol
0	Most Significant Byte PLL-Factor	
1	Less Significant Byte PLL-Factor	
2	HPOS, Bildlage horizontal	
3	VPOS, Bildlage vertikal	
4	interne Einstellung	HDN
5	SHP, Pixelsynchronität der Bildwiedergabe	
6	interne Einstellung	HCKP
7	interne Einstellung	HSTP
8	interne Einstellung	CLPP
9	interne Einstellung	SHD
10	interne Einstellung	SH
11	interne Einstellung	MBK
12	MODE, Bildformat-Umschaltung	
13	DIR, u. a. Abtastrichtung	
14	GCB (***G***amma ***C***ontrol ***B***lack), RGB signal common black side voltage gain change point control	
15	BRT (***BR***igh***T***ness), RGB signal common main brightness control	
16	BLIM (***B***lack ***LIM***iter), Limiter control for limiting the output amplitude of the RGB signal	
17	WLIM (***W***hite ***LIM***iter), RGB signal white peak limiter control	
18	GGW (***G***amma ***G***ain ***W***hite), RGB signal common white side voltage gain control	
19	GCW (***G***amma ***C***ontrol ***W***hite), RGB signal common white side voltage gain change point control.	
20	GGB (***G***amma ***G***ain ***B***lack), RGB signal common black side voltage gain control	
21	CON (***CON***trast), Gain control for RGB signal common variable gain amplifier	
22	interne Einstellung	SBRT
23	interne Einstellung	SID
24	interne Einstellung	VCOM
25	interne Einstellung	CENT
26	Seriennummer, Most Significant Byte	
27	Seriennummer, Less Significant Byte	

12.5.3 Einstellbefehle

Einstellende Befehle bestehen aus einem Befehlsnamen und einem Zahlenwert, der vom Befehlsnamen durch einen Doppelpunkt abgetrennt ist. Der Parameterwert ist immer in dezimaler Schreibweise einzugeben.

- Bildbreite

Befehlsname	Parameter	
	min.	max.
PLLP	**848**	**2045**

Beispiel:

PLLP:1054<CR>

OK

Der Parameter beeinflusst die Pixelsynchronität der Bildwiedergabe. Für das Bildformat SVGA (800x600 Bildpunkte) ist i. a. 1054 die richtige Einstellung.

- horizontale Bildlage

Befehlsname	Parameter	
	min.	max.
HPOS	**0**	**255**

Beispiel:

HPOS:207<CR>

OK

- vertikale Bildlage

Befehlsname	Parameter	
	min.	max.
VPOS	**0**	**255**

Beispiel:

VPOS:19<CR>

OK

- Pixelphase (Pixelsynchronität)

Befehlsname	Parameter	
	min.	max.
SHP	**0**	**15**

Beispiel:

SHP:1<CR>

OK

- Bildformat

Befehlsname	Parameter	Bedeutung
MODE	**204**	SVGA 800x600 (CCh)
	201	PC-98 640x400 (C9h)
	206	VGA 640x480 (CEh)

Beispiel:

MODE:204<CR>

OK

Bei der Einstellung des Bildformates mit dem MODE-Befehl bleibt die pixelsynchrone Wiedergabe erhalten. Bildformate, die das Display nicht ausfüllen, werden von einem schwarzen Rahmen umgeben und erscheinen zentriert auf den Schirm.

- Einsatzpunkt der Gammakorrektur Weiß

Befehlsname	Parameter	
	min.	max.
GCW	**0**	**255**

Beispiel:

GCW:1<CR>

OK

- Stärke der Gammakorrektur Weiß

Befehlsname	Parameter	
	min.	max.
GGW	**0**	**255**

Beispiel:

GGW:1<CR>

OK

- Einsatzpunkt der Gammakorrektur Schwarz

Befehlsname	Parameter	
	min.	max.
GCB	**0**	**255**

Beispiel:

GCB:1<CR>

OK

- Stärke der Gammakorrektur Schwarz

Befehlsname	Parameter	
	min.	max.
GGB	**0**	**255**

Beispiel:

GGW:254<CR>

OK

- Kontrast

Befehlsname	Parameter	
	min.	max.
CON	**0**	**255**

Beispiel:

CON:196<CR>

OK

- Helligkeit

Befehlsname	Parameter	
	min.	max.
BRT	**0**	**255**

Beispiel:

BRT:183<CR>

OK

12.5.4 Sonstige Befehle

- Echo ein- und ausschalten

Der Befehl **ECHO:OFF**<CR> unterdrückt die obligatorische Antwort mit **OK** auf jeden decodierten Befehl und die Ausgabe der Fehlercodes. Mit **ECHO:ON**<CR> lässt sich das Echo wieder einschalten.

12.6 Fehlermeldungen

Die Fehlermeldungen bedeuten im Einzelnen:

ERR 1	Überlauf im Zeichenempfangspuffer	RS232-Handshake funktioniert nicht, interner oder externer Fehler
ERR 2	unerwartetes Zeichen im Befehl (weder Buchstabe, noch Ziffer, noch Unterstrich)	Befehl falsch geschrieben
ERR 3	unbekannter Befehl	Befehl falsch geschrieben
ERR 4	Parameter für vorangegangen- en Befehl nicht erlaubt	Parameter falsch geschrieben
ERR 5	unbekannter Parameter	Parameter falsch geschrieben
ERR 6	unerwartetes Zeichen im Parameter (weder Buchstabe, noch Ziffer, noch Unterstrich)	Parameter falsch geschrieben
ERR 7	Ziffer wurde erwartet, jedoch anderes Zeichen empfangen	
ERR 8	nach Befehl anstelle des Endezeichens irgendein anderes empfangen	
ERR 9	Befehlsparameter fehlt	
ERR 10	interner Fehler (EEPWR)	LC2002 defekt
ERR 11	interner Fehler (EEPRD)	LC2002 defekt
ERR 12	interner Fehler (DACWR)	LC2002 defekt
ERR 13	interner Fehler (EPTWR)	LC2002 defekt
ERR 14	interner Fehler (RESTORE)	LC2002 defekt

12.7 Montagezeichnung

Für die Montage des Gerätes sind auf der einen Seite vier Gewindebohrungen M2 vorgesehen. Die Montageschrauben dürfen nicht mehr als 8mm tief in das Gehäuse eindringen!

Maßangaben in mm !

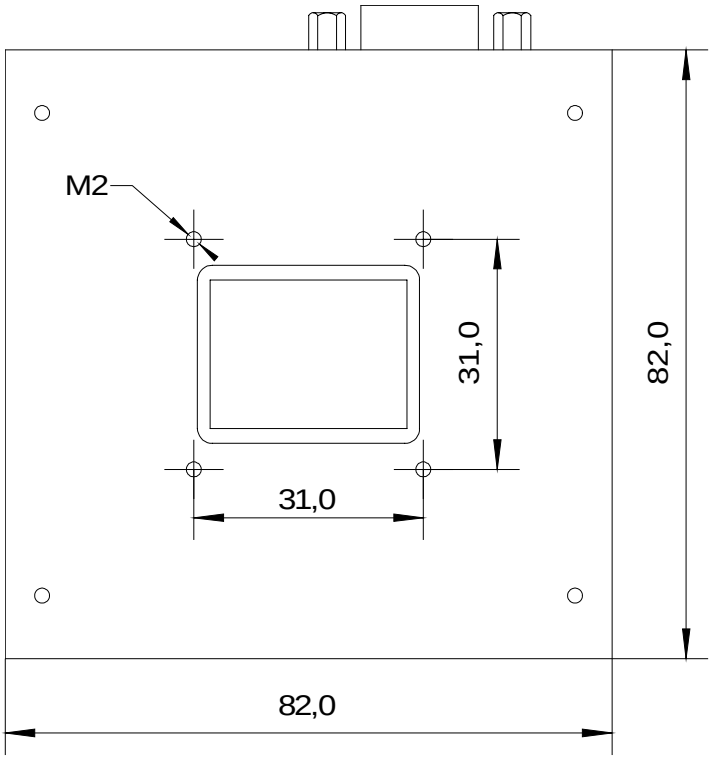


Abbildung 63: Montagezeichnung

HOLOEYE Pioneers in Photonic Technology

IV Beschreibung der Software

15 Bediensoftware für das LC2002-Display

Die Software wirkt mit RS232-Befehlen auf das LC2002 ein. Die Befehle sind im Abschnitt 12.5 ausführlich beschrieben.

15.1 Systemvoraussetzungen

- IBM- oder kompatibler PC
- 32 Megabyte Arbeitsspeicher oder mehr
- VGA-Grafikkarte
- freie RS232-Schnittstelle (COM1 oder COM2)
- Betriebssysteme: Windows 95, Windows 98, Windows NT4.0, Windows 2000 oder Windows XP

15.2 Installation

Zur Installation ist das Programm SETUP.EXE der CD-ROM auszuführen. Das Setup-Programm fragt alle weiteren für die Installation erforderlichen Informationen ab.

Nach erfolgreicher Installation kann die Bediensoftware über das Windows-Startmenü aufgerufen werden.

15.3 Start der Bediensoftware

Starten Sie die Bediensoftware, indem Sie im Windows-Startmenü **Programme > LC2002 Control Program** wählen.

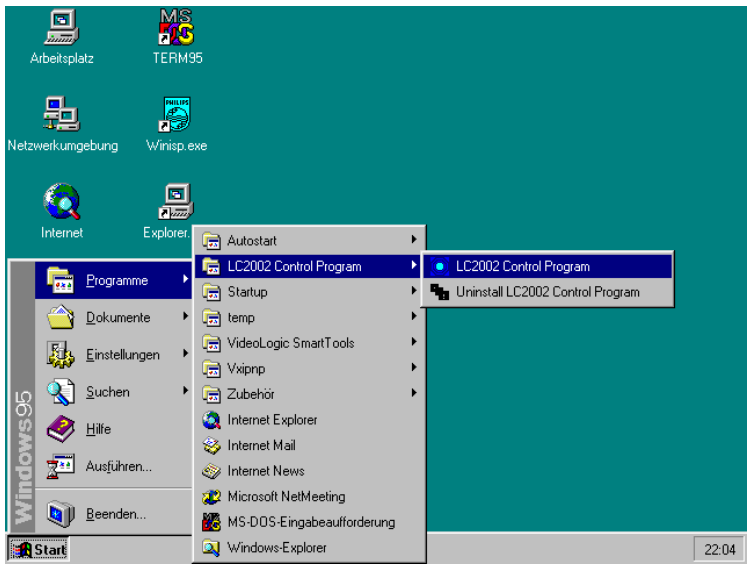


Abbildung 67: Starten des Programms

Die Bedienoberfläche erscheint und das Programm versucht, am aktuell eingestellten RS232-Anschluß (COM1 oder COM2) das LC2002-Display zu identifizieren. Wenn dies gelingt, leuchtet am unteren rechten Rand des Fensters die Anzeige "Connected" rot auf.

In der Titelleiste werden die Version der Firmware des LC2002 und die individuelle Seriennummer angezeigt.

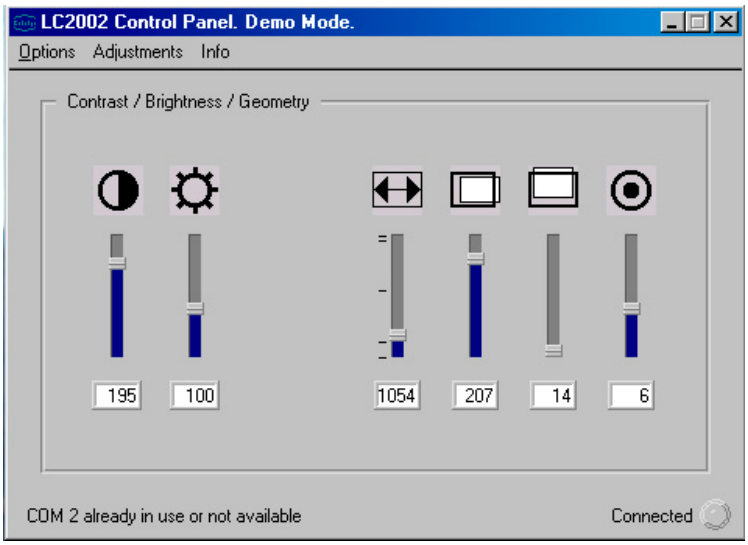


Abbildung 68: Die Bedienoberfläche nach dem Start

Wenn kein LC2002-Gerät gefunden wurde, erscheint das in Abbildung 69 gezeigte Meldungsfenster.

Abbildung 69: Kein LC2002-Gerät erkannt

Bestätigen Sie die Meldung. Das Programm wechselt nun in den Demonstrationsmodus, innerhalb dessen keine Kommandos auf die RS232-Schnittstelle gegeben werden. Überprüfen Sie dann, ob alle Kabelverbindungen richtig hergestellt sind. Außerdem können Sie die Auswahl des COM-Ports mit den Menüpunkten **Options > Select Port > COM2** ändern.

Der aktuelle COM-Anschluss ist im Menü mit einem Häkchen gekennzeichnet.

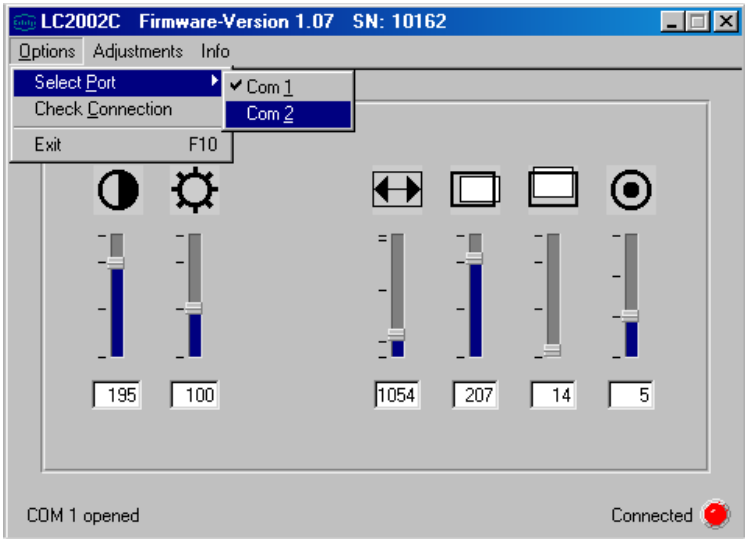


Abbildung 70: Auswahl des COM-Anschlusses

Wenn der gewählte Port noch verfügbar war, dann erscheint in der Statuszeile am unteren Rand des Fensters

COM 2 opened.

Ist der angewählte COM-Port nicht vorhanden oder nicht mehr frei, dann erscheint in der Statuszeile die Ausschrift (Beispiel)

COM 2 already in use or not available.

Als nächstes wählen Sie **Options > Check Connection**, um die Datenverbindung zum LC2002 herzustellen. Sofern das LC2002 richtig angeschlossen und betriebsbereit ist, wird es nun identifiziert und seine Gerätekonfiguration wird zur Bediensoftware hin übertragen.

Auf der Bedienoberfläche sind zunächst die am häufigsten benötigten Einsteller im Feld "Contrast / Brightness / Geometry" zu sehen.

15.4 Einstellelemente im Feld "Contrast / Brightness / Geometry"

Das Feld "Contrast / Brightness / Geometry" erhalten Sie durch Wahl der Menüpunkte **Adjustments > Video** oder Drücken der Taste **F2**. Die Elemente bedeuten:

Kontrasteinsteller

Mit diesem Einsteller läßt sich der Bildkontrast (die Videoverstärkung) einstellen.

Helligkeitseinsteller

Mit diesem Einsteller wird die mittlere Bildhelligkeit (mittlere Transparenz) eingestellt.

Bildbreite

Einsteller für die Bildbreite. Für die exakte Einstellung der Bildbreite wird ein Testbild mit feinem, senkrechtem Streifenmuster empfohlen. Bei falscher Einstellung der Bildbreite zeigt sich Moiré aus dem Streifenmuster und der Pixelstruktur der LCD-Matrix, wobei die Zahl der Moiréstreifen ein Maß für die Fehleinstellung ist. Bei exakter Einstellung verschwindet das Moiré vollständig.

Bildlage horizontal

Dieser Einsteller wird für die Zentrierung des Bildes in Zeilenrichtung verwendet.

Bildlage vertikal

Mit diesem Einsteller lässt sich das Bild in vertikaler Richtung zentrieren.

Bildschärfe

Einsteller für die Bildschärfe. Für die exakte Einstellung wird ein Testbild mit feinem, senkrechtem Streifenmuster und einem Hell-Dunkel-Übergang empfohlen. Bei korrekter Einstellung erscheint das Streifenmuster kontrastreich und scharf. Am Hell-Dunkel-Übergang dürfen sich keine Schatten ("Geister") zeigen.

15.5 Einstellelemente im Feld "Gamma Correction"

Durch die Menübefehle **Adjustments > Gamma Control** oder durch Drücken der Taste **F3** erreichen Sie die Einsteller für die Gamma-Korrektur. Die Einsteller beeinflussen die Linearität der Übertragung des Helligkeitssignals. Mit ihnen ist es möglich, Nichtlinearitäten des Displays bei der Umsetzung der elektrischen in die Transparenzinformation (in Grenzen) auszugleichen.

Es sind vier Einsteller vorhanden. Ihre Wirkung ist in der Mitte im Bild 'Transfer Function' symbolisch dargestellt. Das Bild wechselt je nachdem, welcher Einsteller gerade aktiv ist. Die daneben dargestellte Grautreppe verdeutlicht, auf welche Bildstellen bzw. Videopegel sich der Einsteller auswirkt.

Black Level Control

Der Einsteller wirkt auf die Gamma-Korrektur der dunklen Bildstellen. Er verschiebt den Korrektur-Einsatzpunkt auf einen bestimmten Graupegel. Auf ihn bezogen, zu dunkleren Bildstellen hin, findet eine Schwarz-Gamma-Korrektur statt.

Black Level Gain

Dieser Einsteller bestimmt die Stärke der Korrektur an den dunklen Bildstellen, also die Zunahme der Verstärkung jenseits des Korrektur-Einsatzpunktes.

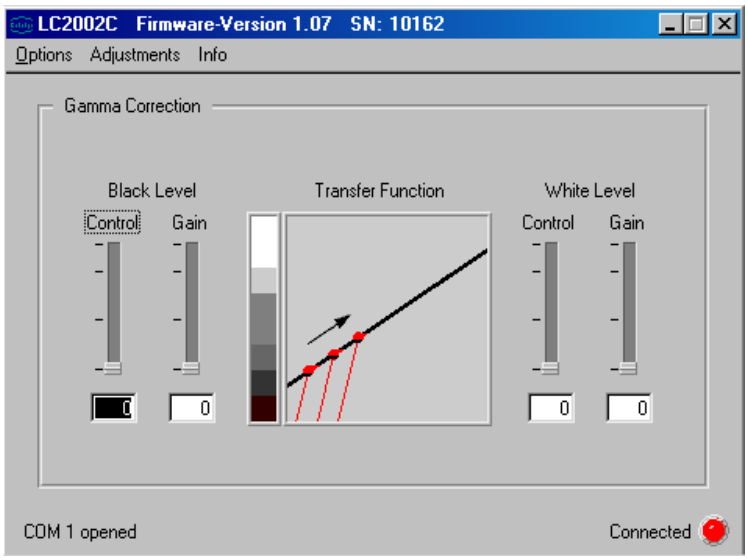


Abbildung 71: Einsteller der Gamma-Korrektur

White Level Control

Der Steller verschiebt den Einsatzpunkt für die Gamma-Korrektur auf einen bestimmten Grauwert. Die Weißpegel-Gamma-Korrektur wirkt an darauf bezogen helleren Bildstellen.

White Level Gain

Diese Einstellung bestimmt, wie weit die Verstärkung an den hellen Bildstellen angehoben wird.

Hinweis:

Bei der Auslieferung stehen die vier Korrektursteller auf Null, d. h. die Gamma-Korrektur ist nicht wirksam. Ein sinnvolles Verstellen erfordert geeignete Bildsignalquellen (Testbilder) und Messeinrichtungen für die Transparenz des LC-Displays.

15.6 Einstellelemente im Feld "Screen Format"

Durch die Menübefehle **Adjustments > Screen Format** gelangen Sie zu Einstellern für das Bildformat:

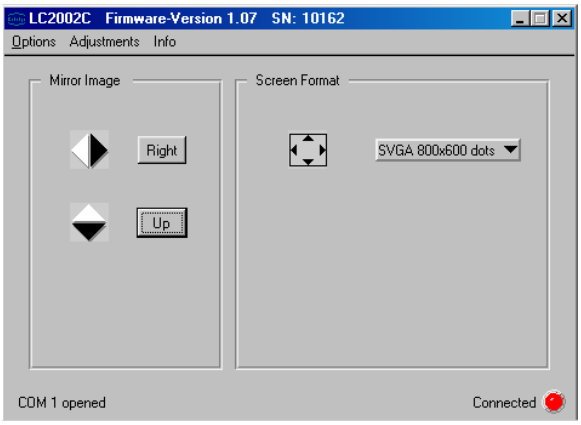


Abbildung 72: Bildspiegelung und Bildformat

Mit den beiden Tasten auf der linken Seite können Sie das Bild spiegeln, die

Taste "Right / Left"

spiegelt das Bild horizontal und die

Taste "Up / Down"

spiegelt das Bild vertikal.

Mit dem Auswahlfeld neben dem Symbol

Bildformat

können die Standard-Bildformate **SVGA**, **VGA** und **PC-98** eingeschaltet werden. Das Bild erscheint immer pixelsynchron, d. h. Bildformate, deren Bildpunktzahl 800x600 nicht erreicht, werden zentriert und mit einem schwarzen Rahmen versehen.

15.7 Factory Defaults

Durch den Menübefehl *Adjustments > Upload Factory Defaults* kann das Gerät jederzeit auf Werkseinstellung zurückgesetzt werden.

Es erscheint ein neues Dialogfenster, wie in Abbildung 74. Laden Sie die vorausgewählte *factory.ini*. um die Werkseinstellungen zu erhalten.

Die *lc2002.ini* sollte nur vom Hersteller, nicht vom Kunden geladen werden.

Anmerkungen: Alle Einstellungen werden sofort wirksam, werden jedoch erst nach etwa 10 Sekunden dauerhaft übernommen.

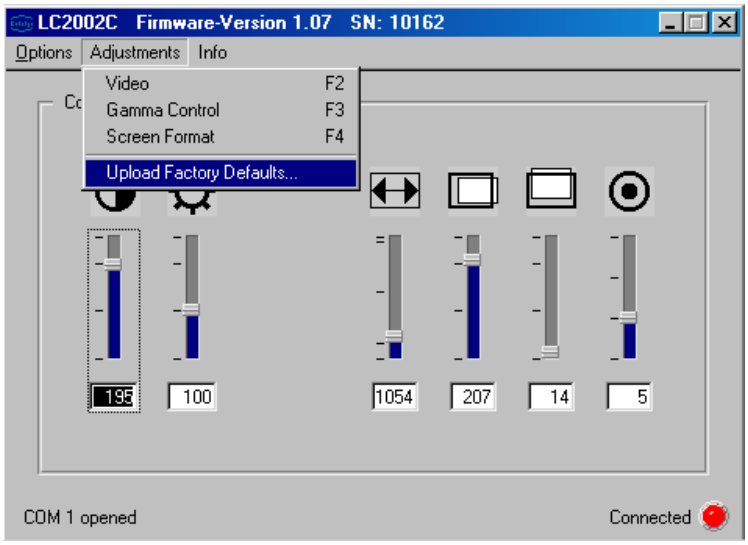


Abbildung 73: Upload Factory Default

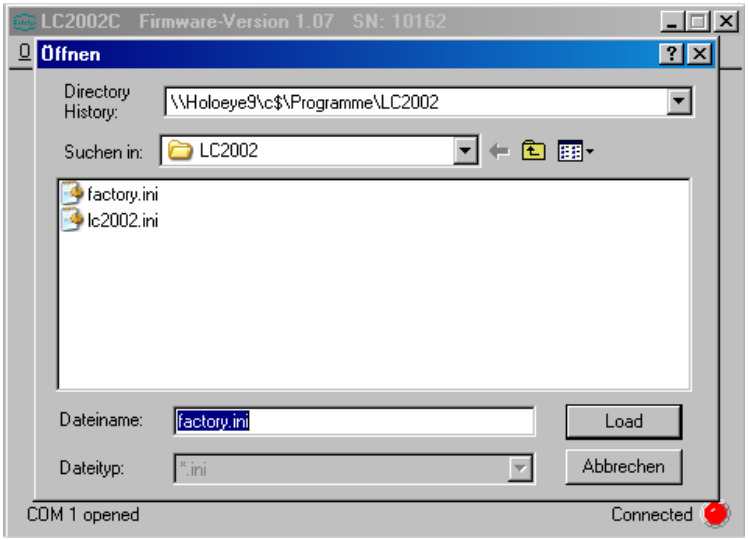


Abbildung 74: Factory Defaults Setting

16 „OptiXplorer“ Software

16.1 Systemvoraussetzungen

- IBM- oder kompatibler PC
- 32 Megabyte Arbeitsspeicher oder mehr
- VGA-Grafikkarte
- Betriebssysteme: Windows 95, Windows 98, Windows NT4.0, Windows 2000 oder Windows XP

16.2 Installation der Software

Starten Sie die „installer.exe“ und folgen sie den nachfolgenden Menüpunkten der Installationsroutine. Bitte akzeptieren Sie die Lizenzvereinbarungen, bevor Sie die zu installierenden Komponenten auswählen. Markieren sie alle Felder, um das Programm vollständig zu installieren. Wählen Sie anschließend das Installationsverzeichnis und das Verzeichnis im Startmenü.

16.3 Starten des Programms

Bei der Installation wird standardmäßig ein Eintrag im Startmenü erstellt. Das Programm kann dann durch Auswahl des Eintrags „OptiXplorer Software“ aus dem Startmenü gestartet werden.

Sollte unter ihrem Benutzerprofil kein Eintrag im Startmenü existieren, können Sie die ausführbare Datei (z. B. „OptiXplorer_2.6.exe“) aus dem bei der Installation gewählten Verzeichnis direkt starten.

Beim Programmstart ermittelt die Software die Anzahl der angeschlossenen Bildschirme. Dabei ist zu beachten, dass die Software Bildschirme die im Klon-Modus (display clone mode) arbeiten, d. h. jeder Bildschirm zeigt die gleiche Information, nur als einen einzelnen Monitor erkennt.

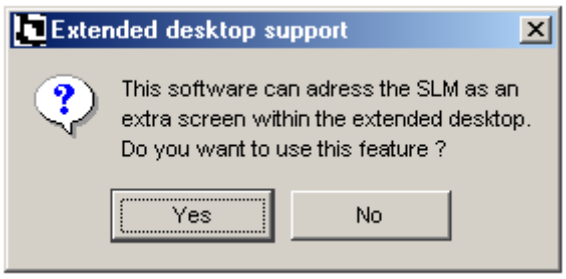

Extended desktop support
This software can adress the SLM as an extra screen within the extended desktop. Do you want to use this feature ?
Yes
No

Abbildung 75: Auswahl bei Betrieb mit mehreren Bildschirmen

Erkennt die Software mehrere Bildschirme die im „erweiterten Desktop“ Betrieb arbeiten, untersucht sie, ob *genau einer* der Bildschirme, die nicht als Primärbildschirm deklariert sind, mit einer Pixelauflösung betrieben wird, die der des Lichtmodulators entspricht. In diesem Fall wird das Fenster in Abbildung 75 eingeblendet.

Wird der angebotene Betriebsmodus angenommen, gibt das Programm den Inhalt von Vollbildfenstern, auf dem Lichtmodulator mit der korrekten Auflösung aus. Auf dem primären Bildschirm wird zusätzlich ein Fenster mit dem Inhalt angezeigt, um die Ausgabe auf dem Lichtmodulator zu kontrollieren. Für weitere Details sei auf Abschnitt 16.5 hingewiesen. Wird der angebotene Betriebsmodus nicht gewählt, muss der Nutzer darauf achten, das die gewünschten Signale auf dem Lichtmodulator adressiert werden,

z. B. indem er das gewünschte Signalfenster in den Teil des erweiterten Desktops verschiebt, der dem Lichtmodulator entspricht.

Die direkteste Art des Betriebs ist natürlich der Betrieb des Lichtmodulators im Klon-Modus. Allerdings hat diese Betriebsart einige Nachteile, die den Betrieb als erweiterten Desktop attraktiv machen.

Zunächst besitzen die Fenster im Vollbildmodus noch Rahmen und eventuell Menüleisten, die die adressierte Transmissionsfunktion stören können. Des weiteren ist der Betrieb im Klon-Modus nur unproblematisch, wenn der Primäre Monitor und der Lichtmodulator mit der gleichen Auflösung angesteuert werden, was selten wünschenswert ist. Weiterhin wird die Ansteuerung des Lichtmodulators im Betrieb mit erweiterten Desktop unterbrochen, wenn der verwendete PC parallel andere Aufgaben zugewiesen bekommt.

Der Betrieb der Software und die korrekte Ansteuerung des Displays können in der Betriebsart „erweiterter Desktop“ am einfachsten untersucht werden, wenn der Lichtmodulator mit Hilfe eines Polarisators im Amplitudenmodus betrieben wird oder anstelle des Lichtmodulators ein zweiter Bildschirm angeschlossen wird, der mit der Auflösung des Modulators betrieben wird.

16.4 Laden eines Bildes

Wählen Sie aus dem Menüpunkt *File* den Punkt „Open Image File“. Es können Bilder in den folgenden Formaten geladen werden: BMP, PNG, JPEG, GIF, XBM, XPM, MNG sowie die verschiedenen PNM Formate: PBM (P1 oder P4), PGM (P2 oder P5), and PPM (P3 oder P6). Die zu ladenden Bilder werden automatisch in 256-Graustufen-Bilder konvertiert. Für die Darstellung aller 256 Graustufen wird eine Monitordarstellung von mindestens 16 Millionen Farben (24Bit Farbtiefe) benötigt.

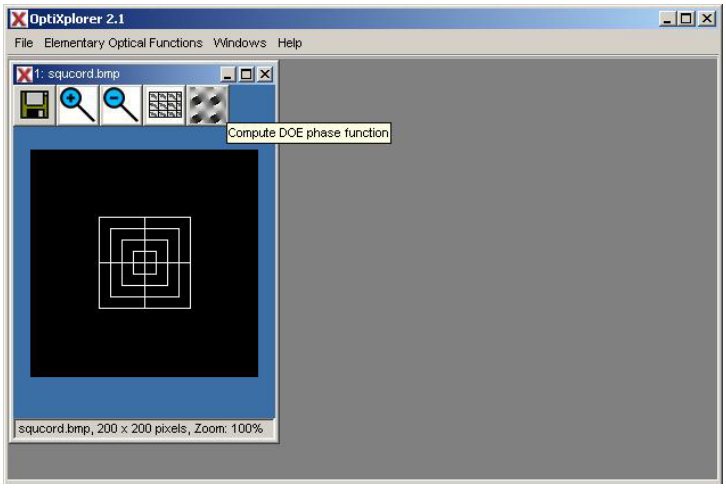

OptiXplorer 2.1
File Elementary Optical Functions Windows Help
1: squcord.bmp
Compute DOE phase function
squcord.bmp, 200 x 200 pixels, Zoom: 100%

Abbildung 76: Bildschirmansicht der „OptiXplorer Software“ mit geöffneter Bilddatei

Es ist auch möglich, ein mit einer anderen Anwendung in die Zwischenablage kopiertes Bildobjekt mit Hilfe der Tastenkombination CTRL-V in die Software zu laden.

Das Bilddarstellungsfenster hat in einer Leiste am oberen Fensterrand die folgenden Bedienelemente:

‘Zoom In’ Button

Wird dieser Knopf gedrückt, wird das Bild um einen voreingestellten Faktor vergrößert.

'Zoom Out' Button

Wird dieser Knopf gedrückt, wird das Bild um einen voreingestellten Faktor verkleinert.

'Save' Button

Wird dieser Knopf gedrückt, kann nach Eingabe eines entsprechenden Dateinamens das Bild in einem der unterstützten Formate abgespeichert werden (PNG oder BMP Bildformat, ASCII Textdatei mit einer Matrix ganzzahliger Werte entsprechend den Grauwerten des Bildes.).

'Compute DOE' Button

Dieser Knopf ist in der Leiste nur sichtbar, wenn das dargestellte Bild (unter Berücksichtigung etwaig durchgeführter Zoom-Operationen) nicht größer als 200 x 200 Pixel ist.

Wird dieser Kopf gedrückt, erscheint ein Fenster indem die Anzahl der Quantisierungs-Iterationsschritte und die Anzahl der DOE Quantisierungswerte (2^1 bis 2^8) eingegeben werden können. Mit „Ok" startet das Programm die Berechnung einer Phasenfunktion eines computergenerierten Hologramms (CGH) für das momentan dargestellt Bild. In Abschnitt 16.6 finden sich hierzu genauere Informationen.

Die berechnete Phasenfunktion wird automatisch in einem Vollbildfenster dargestellt und kann in diesem Modus weiter modifiziert werden, wie in Abschnitt 16.5 beschrieben.

'Replicate to full screen size' Button

Wird dieser Knopf gedrückt, öffnet sich ein Vollbild-Fenster, in dem das geöffnete Bild als Einzelkachel verwendet wird. Die Bild-Kachel wird wiederholt, bis der gesamte Bildschirm gefüllt ist.

16.5 Programmfunktionen im Vollbildmodus

Bei Darstellung eines Bildes im Vollbildmodus wird am rechten Bildschirmrand eine Symbolleiste mit Bedienelementen dargestellt (siehe Abbildung 77:).

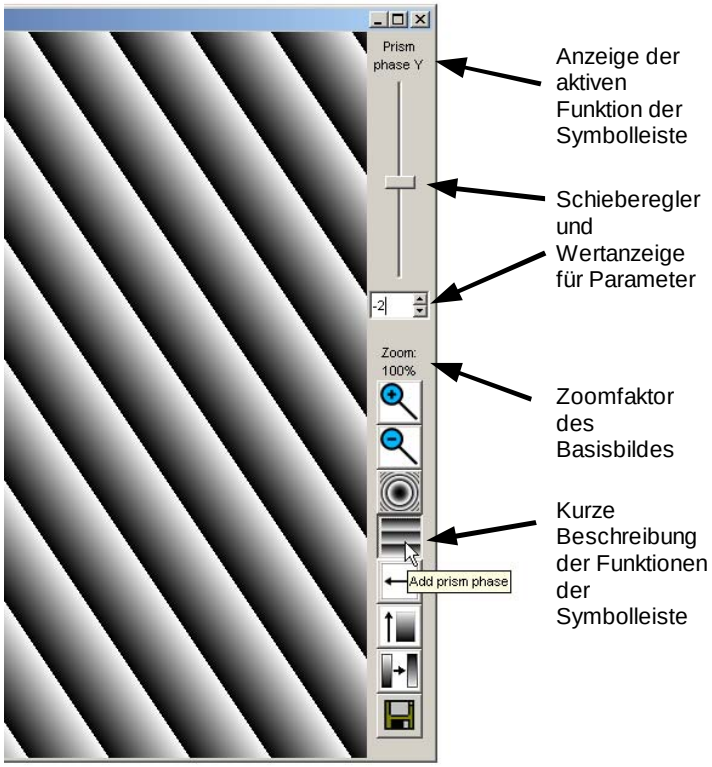


Abbildung 77: Leiste mit Bedienelementen im Vollbildmodus

Diese Symbolleiste verschwindet anschließend und kann durch das Bewegen des Mauszeigers zum rechten Fensterrand wieder zum Vorschein gebracht werden.

Die Funktionen, welche über diese Symbolleiste zugänglich gemacht werden, erlauben die Modifikation des dargestellten Vollbildes durch Überlagerung von Signalen, welche optischen Elementen (Linsen, Prismen) entsprechen, sowie das Zoomen, das Verschieben und die Modifikation der Grauwerteskala.

Die meisten der Funktionen können nicht nur durch die Knöpfe der Symbolleiste, sondern zusätzlich auch durch Tastenkombinationen aktiviert werden, die im Folgenden bei der Beschreibung der Bedienelemente mit aufgeführt sind.

Die Symbolleiste hat die folgenden Bedienelemente:

‘Zoom In’ Button

Wird dieser Knopf gedrückt, wird das Einzelkachel-Bild um einen voreingestellten Faktor vergrößert. Hinweis: Die Zoom-Operation bezieht sich nur auf das zugrunde liegende Bild, und etwaige überlagert optische Funktionen werden durch den zoom **nicht** modifiziert.

‘Zoom Out’ Button

Wird dieser Knopf gedrückt, wird das Einzelkachel-Bild um einen voreingestellten Faktor verkleinert. Hinweis: Die Zoom-Operation bezieht sich nur auf das zugrunde liegende Bild, und etwaige überlagert optische Funktionen werden durch den zoom **nicht** modifiziert.

‘Save’ Button (Tastenkombination: CTRL-S)

Wird dieser Knopf gedrückt, kann nach Eingabe eines entsprechenden Dateinamens das gerade dargestellte Vollbild in einem der unterstützten Formate abgespeichert werden (PNG oder BMP Bildformat, ASCII Textdatei mit einer Matrix ganzzahliger Werte entsprechend den Grauwerten des Bildes.). Das Bild wird dabei wie gerade dargestellt gespeichert, d. h. inklusive eventuell überlagerter Funktionen.

‘Superimpose lens’ Button (Tastenkombination: CTRL-L)

Wird dieser Knopf gedrückt, kann das dargestellte Bild mit einem Grauwertbild überlagert werden, welches die optische Funktion einer Linse darstellt. Dies führt in den Experimenten mit einem LC-Display zu einer Fokusverschiebung der einfallenden Lichtwelle. Die Stärke der Linse wird mit Hilfe eines Schiebereglers oder durch Eingabe einer Zahl aus dem Intervall –100 .. +100 in das Eingabefeld unter dem Regler eingestellt.

‘Superimpose prism in *X* direction’ Button (Tastenkombination: CTRL-P)

Wird dieser Knopf gedrückt, kann das dargestellte Bild mit einem Grauwertbild überlagert werden, welches die optische Funktion eines Prismas in *x*-Richtung darstellt. Dies führt in den Experimenten mit einem LC-Display zu einer seitlichen Auslenkung der einfallenden Lichtwelle.

Die Stärke des Prismas wird mit Hilfe eines Schiebereglers oder durch Eingabe einer Zahl aus dem Intervall –100 .. +100 in das Eingabefeld unter dem Regler eingestellt.

Um eine Überlagerung mit einer Prismenfunktion in *y*-Richtung zu ermöglichen, muss ein weiterer Mausklick auf den Knopf erfolgen.

‘Superimpose prism in *Y* direction’ Button (Tastenkombination: CTRL-P)

Wird dieser Knopf gedrückt, kann das dargestellte Bild mit einem Grauwertbild überlagert werden, welches die optische Funktion eines Prismas in *y*-Richtung darstellt. Dies führt in den Experimenten mit einem LC-Display zu einer seitlichen Auslenkung der einfallenden Lichtwelle.

Die Stärke des Prismas wird mit Hilfe eines Schiebereglers oder durch Eingabe einer Zahl aus dem Intervall –100 .. +100 in das Eingabefeld unter dem Regler eingestellt.

Um eine Überlagerung mit einer Prismenfunktion in *x*-Richtung zu ermöglichen muss ein weiterer Mausklick auf den Knopf erfolgen.

‘Adjust Graylevel 1’ Button (Tastenkombination: CTRL-G)

Dieser Funktionsknopf erscheint nur, wenn das als Basiskachel gewählte Bild nur maximal zwei Grauwerte enthält.

Wird dieser Kopf gedrückt, kann einer der beiden Grauwerte des dargestellten Bildes mithilfe des Schiebereglers oder durch direkte Eingabe eines Werts im Bereich 0..255 modifiziert werden.

‘Adjust Graylevel 2’ Button (Tastenkombination: CTRL-G)

Dieser Funktionsknopf erscheint nur, wenn das als Basiskachel gewählte Bild nur maximal zwei Grauwerte enthält.

Wird dieser Kopf gedrückt, kann der zweite der beiden Grauwerte des dargestellten Bildes mithilfe des Schiebereglers oder durch direkte Eingabe eines Werts im Bereich 0..255 modifiziert werden.

‘Adjust Gamma curve’ Button (Tastenkombination: CTRL-G)

Dieser Funktionsknopf erscheint nur, wenn das als Basiskachel gewählte Bild mehr als zwei Grauwerte enthält, oder ein aus maximal aus zwei Grauwerten bestehendes Grauwertbild mit optischen Linsen und/oder Prismenfunktionen überlagert wurde.

Wird dieser Kopf gedrückt, werden alle Grauwerte gleichzeitig mithilfe des Schiebereglers modifiziert. Die Änderung entspricht einer Veränderung der zunächst linearen Gamma-Kurve (bei Einstellung des Wertes ‚0’) hin zu einer konvexen bzw. konkaven Gamma-Kurve.

‘Invert displayed bitmap’ Button (Tastenkombination: CTRL-I)

Wird dieser Knopf gedrückt, wird das gesamte gerade dargestellte Bild grauwert-invertiert. Dies betrifft auch etwaige überlagerte Linsen- oder Prismenfunktionen. Nochmaliges Drücken des Knopfes stellt den ursprünglichen Zustand wieder her.

‘Translate in *X* direction’ Button (Tastenkombination: CTRL-M)

Wird dieser Knopf gedrückt, kann das gerade dargestellte Bild mit Hilfe des Schiebereglers in *x*-Richtung verschoben werden. Die Verschiebung beeinflusst das als Basiskachel gewählte Bild und etwaig überlagerte Funktionen gleichermaßen.

Um eine Verschiebung in *y*-Richtung zu ermöglichen muss ein weiterer Mausklick auf den Knopf erfolgen.

‘Translate in *Y* direction’ Button (Tastenkombination: CTRL-M)

Wird dieser Knopf gedrückt, kann das gerade dargestellte Bild mit Hilfe des Schiebereglers in *y*-Richtung verschoben werden. Die Verschiebung beeinflusst das als Basiskachel gewählte Bild und etwaig überlagerte Funktionen gleichermaßen.

Um eine Verschiebung in *x*-Richtung zu ermöglichen muss ein weiterer Mausklick auf den Knopf erfolgen.

‘Connect to SLM’ Button – Status: nicht verbunden

Dieser Knopf ist nur sichtbar, wenn die Software im „extended desktop support“ Modus betrieben wird(siehe auch Abschnitt 16.3). Wird der Knopf gedrückt, verändert er sich in eine grüne Ampelanzeige und das angezeigte bitmap Bild wird als rahmenloses Vollbild auf dem Lichtmodulator dargestellt. Ist bereits ein anderes Fenster über diesen Knopf mit

dem Modulator verbunden, wird dieses automatisch in den nicht verbundenen Zustand gesetzt.

'Connect to SLM' Button – Status: verbunden

Dieser Knopf ist nur sichtbar, wenn die Software im „extended desktop support" Modus betrieben wird(siehe auch Abschnitt 16.3) und der Knopf schon einmal gedrückt wurde. In diesem Fall wird das bitmap Bild dieses Fensters auf dem Lichtmodulator ausgegeben. Wird der Knopf gedrückt, verändert er sich in eine rote Ampelanzeige, wird das Bild vom Lichtmodulator gelöscht und der Hintergrund (andere Fenster oder der Desktop Hintergrund) wird wieder angezeigt.

16.6 Berechnung eines diffraktiven optischen Elementes

Um ein DOE zu berechnen, darf das Signalbild nicht größer als 200x200 Pixel sein. DOEs für größere Bilder können mit dieser Software nicht berechnet werden.

Zunächst muss ein Bildfenster aktiviert oder ein neues Bild wie in Abschnitt 16.4 beschrieben in das Programm geladen werden. Ist das gewählte Bild nicht größer als 200x200 Pixel, wird der **'Compute DOE' Button** angezeigt, welcher die Berechnung eines DOEs für das in dem Fenster angezeigte Bild ermöglicht. Nach drücken des Funktionsknopfs öffnet sich ein Fenster (Abbildung 78) in denen Parameter für die Berechnung gemäß dem Iterativen Fourier-Transformations-Algorithmus (IFTA) eingestellt werden können (siehe auch Abschnitt 4.6.1). Es kann die Anzahl der Iterationsschritte („Quantization iteration steps"), sowie die Anzahl der verschiedenen Phasenstufen („DOE phase quantization levels"), bzw. verschiedenen Grauwerte von 2^1 bis 2^8 eingestellt werden. Eine höhere Anzahl an Iterationsschritten verbessert die Qualität der Rekonstruktion, aber erhöht auch die Berechnungszeit. Für ein Phasen-DOE mit 256 Graustufen reicht schon eine geringe Anzahl an Iterationsschritten aus, um eine gute Darstellung der Rekonstruktion zu erhalten. Wählt man nur zwei Graustufen, also ein binäres DOE, so sind deutlich mehr Iterationsschritte für eine ähnlich gute Darstellung der Rekonstruktion nötig. Nach bestätigen mit „OK" wird die Berechnung gestartet. Diese kann je nach Anzahl der Iterationsschritte einige Sekunden dauern.

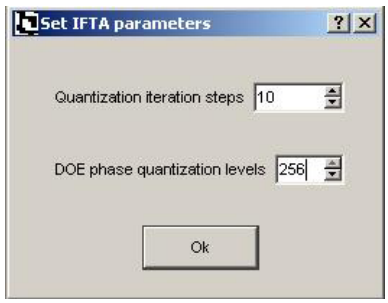


Abbildung 78: Fenster zum Einstellen der IFTA Parameter

Nach Abschluss der Berechnungen werden automatisch zwei neue Fenster geöffnet. Das erste Fenster wird im Vollbild-Modus geöffnet und zeigt die berechnete Phasenfunktion in Grauwertdarstellung. Im zweiten Fenster wird eine Visualisierung des simulierten Fernfeld-Beugungsmusters dargestellt. Diese Darstellung sollte bei normaler Konvergenz des Algorithmus dem gewünschten Signal weitgehend entsprechen.

16.7 Erzeugen von elementaren optischen Funktionen

Alle optischen Funktionen aus dem Menüpunkt *Elementary Optical Functions* werden nach Eingabe der Parameter in einem neuen Vollbildfenster geöffnet. Je nachdem, ob die optische Funktion durch zwei („binär“) oder mehr Grauwerte („multilevel“) dargestellt wird, unterscheidet sich die am rechten Fensterrand erscheinende Symbolleiste geringfügig (siehe Abschnitt 16.5)

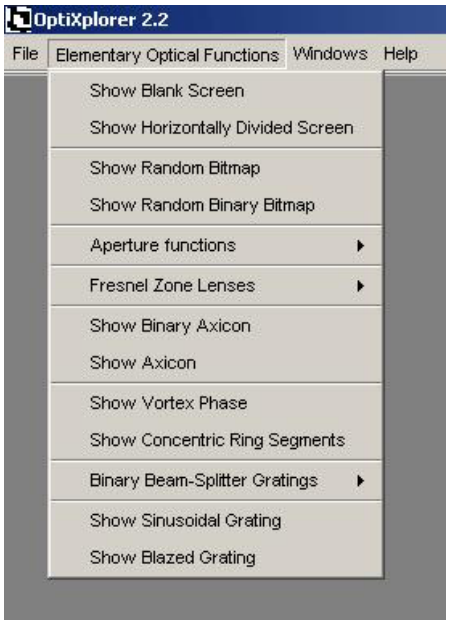


Abbildung 79: Menüeinträge der „elementaren optischen Funktionen“

- Show Blank Screen

  Mit dieser Funktion ist es möglich, ein monochromes Grauwertfenster darzustellen. Bewegt man den Mauszeiger an den rechten Bildrand, so erscheint in der Symbolleiste ein Schieberegler, mit dem der Grauwert verändert werden kann.

- Show Horizontally Divided Screen

  Mit dieser Funktion ist es möglich, den Bildschirm ein zwei gleich große Teilbereiche mit jeweils örtlich konstanten Grauwerten zu unterteilen. Bewegt man den Mauszeiger an den rechten Bildrand, so erscheint ein Schieberegler, mit dem die Grauwerte modifiziert werden können.

- Show Random Bitmap

  Mithilfe dieser Funktion kann eine Pixelverteilung mit zufälliger Grauwertverteilung erzeugt werden. Das erhaltene Bild entspricht der Grauwertdarstellung einer Zufallsphasenplatte mit 256 möglichen Zufallswerten.

- Show Random Binary Bitmap

  Mithilfe dieser Funktion kann eine Pixelverteilung mit zufälliger Verteilung zweier Grauwerte erzeugt werden. Das erhaltene Bild entspricht der Grauwertdarstellung einer binären Zufallsphasenplatte.

- Show Rectangular Aperture

  Wählen Sie den Punkt „Show Rectangular Aperture“ aus dem Untermenüpunkt *Aperture Functions*, um eine Rechteckblende zu erzeugen. In dem erscheinenden Eingabefeld können die Breite und die Höhe der Blende durch Auswahl der Pixelanzahl variiert werden.

- Show Circular Aperture

  Wählen Sie den Punkt „Show Circular Aperture“ aus dem Untermenüpunkt *Aperture Functions*, um eine runde Blende zu erzeugen. In dem erscheinenden Eingabefeld kann der Radius der Blende durch Auswahl der Pixelanzahl variiert werden.

- Show Single/Double Slit

  Mit der Software kann sowohl ein einzelner als auch ein Doppelspalt erzeugt werden.

  Zum Erzeugen eines Einfachspaltes wählen Sie den Punkt „Show Single Slit“ aus dem Untermenüpunkt *Aperture Functions.* Die Spaltbreite wird durch Eingabe der Pixelanzahl im erscheinenden Dialogfeld gewählt.

  Zum Erzeugen eines Doppelspaltes wählen Sie den Punkt „Show Double Slit“ aus dem Untermenüpunkt *Aperture Functions*. Neben der zu wählenden Spaltbreite kann im Dialogfeld auch der Spaltabstand unter „Slit distance“ durch Eingabe der Pixelanzahl gewählt werden. Dieser bezieht sich auf die Mitte der beiden Spalte.

- Show Binary Fresnel Zone Lens

  Wählen Sie aus dem Untermenüpunkt *Fresnel Zone Lenses* den Punkt „Show Binary Fresnel Zone Lens“, um eine Zwei-Grauwert-Darstellung der Phasenfunktion einer binären Fresnel-Linse zu erzeugen. Im Eingabefeld kann die Linsenfunktion über den Radius des kleinsten Ringes charakterisiert werden. Die Eingabe des Radius erfolgt als Pixelanzahl.

- Show Fresnel Zone Lens

  Wählen Sie aus dem Untermenüpunkt *Fresnel Zone Lenses* den Punkt „Show Fresnel Zone Lens“, um eine 256-Grauwert-Darstellung der Phasenfunktion einer Fresnel-Linse zu erzeugen. Im Eingabefeld kann die Linsenfunktion über den Radius des kleinsten Ringes charakterisiert werden. Die Eingabe des Radius erfolgt als Pixelanzahl. Das Vorzeichen der Linse kann bestimmt werden, indem man gegebenenfalls die Grauwertdarstellung der Linse durch Anwahl der entsprechenden Option im Initialisierungsdialog invertiert.

- Show Cylindrical Fresnel Zone Lens

  Wählen Sie aus dem Untermenüpunkt *Fresnel Zone Lenses* den Punkt „Show Cylindrical Fresnel Zone Lens“, um eine 256-Grauwert-Darstellung der Phasenfunktion einer zylindrischen Linse zu erzeugen. Im Eingabefeld kann die Linsenfunktion über den Radius des kleinsten Ringes charakterisiert werden. Die Eingabe des Radius wird durch eine Pixelanzahl definiert. Die Orientierung der Linse im Strahlengang kann durch die Eingabe eines Winkels in Grad spezifiziert werden, wobei nur ganzzahlige Werte als Eingabe zugelassen sind.

- Show Binary Axicon

  Mithilfe dieser Funktion wird ein binäres Axikon erzeugt. Die Axikon-Funktion wird im Eingabefeld über den Radius des kleinsten Ringes charakterisiert. Die Eingabe des Radius wird durch die Pixelanzahl definiert.

- Show Axicon

  Mithilfe dieser Funktion wird ein Axikon erzeugt. Die Axikon-Funktion wird im Eingabefeld über den Radius des kleinsten Ringes charakterisiert. Die Eingabe des Radius erfolgt als Pixelanzahl.

- Show Vortex Phase

  Mithilfe dieser Funktion wird eine Vortex-Phase erzeugt. Im Eingabefeld kann durch Eingabe des Radius ein zentraler Bereich mit konstanter Phase definiert werden. Als zweiter Parameter kann der Winkel der Linie spezifiziert werden, auf welcher der Übergang zwischen den Phasenwerten 0 und 2π erfolgt.

- Show concentric ring segments

  Mithilfe dieser Funktion kann eine binäre Grauwertdarstellung konzentrischer Ringsegmente erzeugt werden. Per Dialogfeld wird das erzeugte Bild durch Angabe des Radius des kleinsten Ringes und durch die Anzahl der Ringsegmente (geradzahliger Wert aus dem Intervall 2 .. 20) definiert.

- Show Binary Linear or Separable 2D Grating

  Wählen Sie aus dem Untermenüpunkt *Binary Beam-Splitter Gratings* den Punkt „Show Binary Linear or Separable 2D Grating“, um ein Gitter zu erzeugen. Im Eingabefenster (Abbildung 80) kann die Anzahl der Transitionspunkte von 0 (kein Gitter in der entsprechenden Richtung) bis 6 jeweils für die horizontale und vertikale Richtung eingegeben werden. Je nach Anzahl der gewählten Transitionspunkte können dann die Steg- (Ridge) und Grabenbreiten (Groove) in Pixel eingegeben werden. Darunter kann dann die Position der Transitionspunkte und die Gitterperiode ebenfalls in Pixel abgelesen werden.

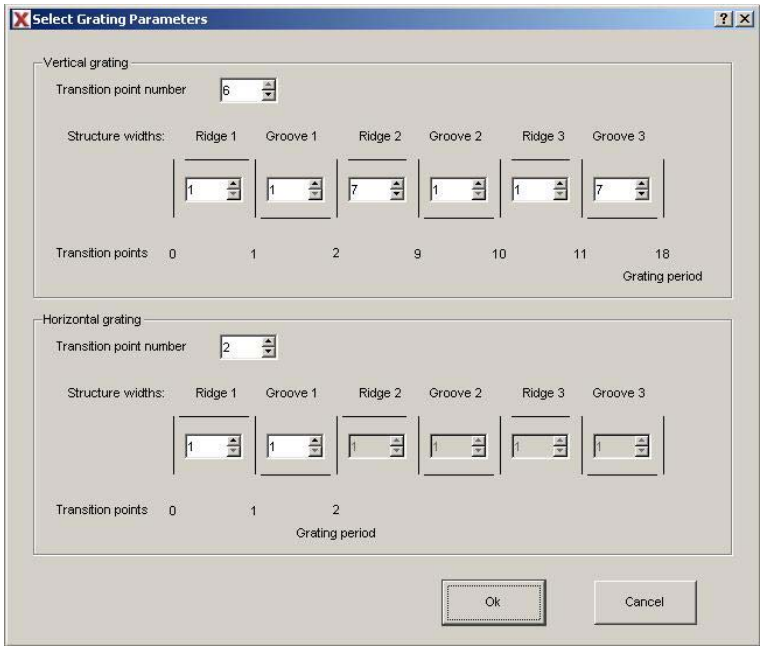


Abbildung 80: Eingabefenster zur Erzeugung zweidimensionaler Gitter

- Exemplary Binary Beam-Splitter Designs

  Wählen Sie aus dem Untermenüpunkten *Binary Beam-Splitter Gratings* und *Exemplary Binary Beam-Splitter Designs* einen der Punkte

  - “Show Binary Linear 1-to-5 Linear Beamsplitter Grating” (Gitterperiode ist 26 Pixel)

- “Show Binary 1-to-(2x2) Separable Array Beamsplitter Grating” (Gitterperiode ist 18x18 Pixel)
- “Show Binary Array 1-to-(5x5) Separable Array Beamsplitter Grating” (Gitterperiode ist 26x26 Pixel)
- “Show Binary Array 1-to-(5x5) Non-separable Array Beamsplitter Grating” (Gitterperiode ist 26x26 Pixel)

  um ein entsprechendes diffraktives Element in Vollbilddarstellung zu erhalten.

  Die Basiskacheln dieser Elemente sind im Programm fest implementiert und können in Experimenten als Beispiele für separable und nichtseparable diffraktive Elemente benutzt werden.

- Show Sinusoidal Grating

  Wählen Sie diese Funktion, um ein Sinusgitter zu erzeugen. Im Eingabefenster kann die Gitterperiode als Pixelanzahl eingegeben werden. Die Orientierung des Gitters im Strahlengang kann durch die Eingabe eines Winkels in Grad spezifiziert werden, wobei nur ganzzahlige Werte als Eingabe zugelassen sind.

- Show Blazed Grating

  Wählen Sie diese Funktion, um ein Blazegitter zu erzeugen. Im Eingabefenster kann die Gitterperiode als Pixelanzahl eingegeben werden. Die Orientierung des Gitters im Strahlengang kann durch die Eingabe eines Winkels in Grad spezifiziert werden, wobei nur ganzzahlige Werte als Eingabe zugelassen sind.

16.8 Das ‘Window’- Menü

Das Menü “Windows” enthält die üblichen Optionen zum Anordnen der Fenster nebeneinander (‚tiling’) oder kaskadierend (‚cascading’). Alle im Hauptfenster geöffneten Fenster können mit einem Befehl dieses Menüs geschlossen werden.

Wenn Vollbildfenster außerhalb des Hauptfensters geöffnet sind, erscheint im Menü “Windows” der separate Eintrag ‘Close all windows outside the main window’, der alle solchen Vollbildfenster schließt. Der Befehl beeinflusst nicht Fenster innerhalb des Hauptfensters. Gleichermaßen werden mithilfe des Befehls ‘Close all windows inside the main window’ nur Fenster innerhalb des Hauptfensters geschlossen, und alle Vollbildfenster bleiben geöffnet.

17 „PhaseCam“ Software

Die „PhaseCam“ Software dient der interferometrischen Bestimmung der Phasenmodulation eines Displays. Die einzelnen Funktionsknöpfe der Software werden in diesem Abschnitt beschrieben. Für einen vollständigen Messablauf sei auf das Modul INT verwiesen.

17.1 Systemvoraussetzungen

- IBM- oder kompatibler PC
- 32 Megabyte Arbeitsspeicher oder mehr
- VGA-Grafikkarte
- Betriebssysteme: Windows 95, Windows 98, Windows NT4.0, Windows 2000 oder Windows XP
- USB-Kamera, z. B. Webcam, CCD-Kamera mit USB-Umsetzer

17.2 Installation der Software

Um die Messsoftware “PhaseCam” zu installieren, führen sie bitte SETUP.EXE, welche sich im „PhaseCam“ Verzeichnis befindet, aus. Wählen Sie das Installationsverzeichnis und das Verzeichnis im Startmenü. Nachdem die Installation erfolgreich durchgeführt wurde, kann das Programm unter dem WINDOWS Startmenü, unter Holoeye Photonics gestartet werden.

17.3 Benutzeroberfläche

Abbildung 81 zeigt die Benutzeroberfläche der Software. Wie man sieht, ist diese in 2 Hauptteile unterteilt. Der linke Teil wird verwendet um die Messeinstellungen vorzunehmen. Dieser besteht aus 6 Gruppen, die in diesem Abschnitt beschrieben werden. Der rechte Teil der Benutzeroberfläche ist für das Kamerabild vorgesehen.

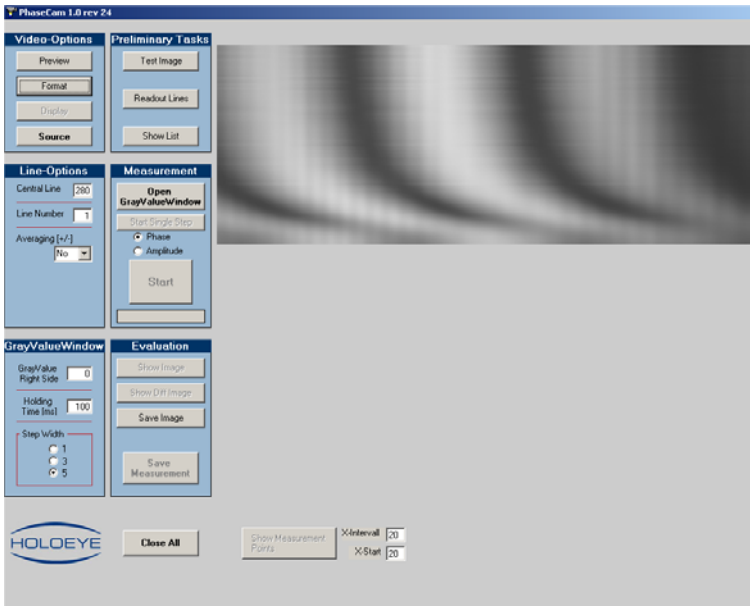


Abbildung 81: Benutzeroberfläche

17.4 Video Optionen

Preview

Wird dieses Feld angewählt, wird ein Livebild der Kamera angezeigt.

Format

Wird dieses Feld angewählt, öffnet sich ein Dialogfenster in dem die Auflösung der Kamera gewählt werden kann. Bei Verwendung von USB 1.1 ist die Kameraauflösung auf QVGA (320x240) limitiert. Das Feld ist inaktiv, wenn diese Funktion nicht zur Verfügung steht.

Source

Mit dieser Option können Kameraeigenschaft wie Helligkeit und Kontrast geändert werden. Dies ist sinnvoll, um ein optimales Interferenzmuster einzustellen, was natürlich immer vom optischen Aufbau und den eingestellten Parametern abhängt.

17.5 Preliminary Tasks

Test image

Mit dieser Funktion wird ein Testbild aufgenommen und von der CCD Kamera zur Weiterverarbeitung intern abgespeichert. Dieses wird anstelle des Livebildes angezeigt. Man kann zwischen Livebild und Testbild beliebig hin und her schalten. Das Testbild wird verwendet, um die Messzeile zu bestimmen.

Readout Lines

Wenn ein Testbild und die Messzeile angewählt wurden, können nun die Orte der Interferenzminima, -maxima und auch die Periode des Interferenzmusters bestimmt werden. Diese Werte erscheinen dann im unteren rechten Teil der Benutzeroberfläche (s. Abbildung 82). Wird auf readout lines gedrückt erscheint die Intensitätsverteilung des Interferenzmusters zudem als Graph (Abbildung 83).

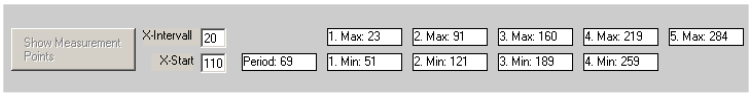


Abbildung 82: Informationsfenster zur gewählten Messzeile

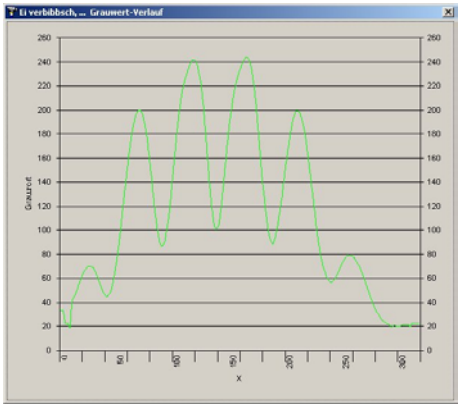


Abbildung 83: Grauwerte für die gewählte Messzeile

Die Kameraspalte, bei der das Messprogramm anfangen soll nach einem Minimum zu suchen kann in dem kleinen Fenster „X-Start“ eingetragen werden (dieser sollte 250 NICHT überschreiten). Mit „X-Interval“ wird die Anzahl der Spalten angegeben um die herum ein Minimum gesucht wird.

Show List

Diese Funktion schreibt die Intensitätsverteilung der Messzeile in eine Tabelle.

17.6 Line Options

Central line

Durch Drücken der rechten Maustaste im Testbild wird die Messzeile selektiert. Diese wird aktiv, sobald die Maustaste losgelassen wird. Die gewählte Zeile sollte einen möglichst hohen Interferenzkontrast aufweisen. Welche Zeile gewählt wurde, ist dann immer in dem kleinen Fenster rechts neben „central line“ zu sehen.

Line number

Hier wird die Anzahl der Zeilen gewählt, die um die Messzeile herum für die Messung genutzt werden. Dies dient der Mittelung bei instabiler Interferenz.

Averaging [+/-]

Mit dieser Funktion wird über mehrere Spalten gemittelt. Damit kann beispielsweise eine leichte Sättigung der Kamera ausgeglichen werden sowie leichte Intensitätsschwankungen des Interferenzmusters ausgeglichen werden. Abbildung 84 zeigt dies an einem Beispiel.

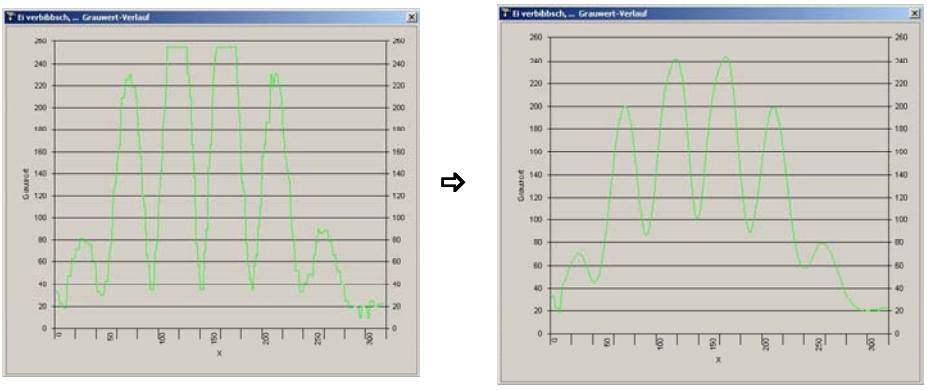


Abbildung 84: Verbesserung der Darstellung durch Mittelwertbildung (Averaging)

17.7 Gray Value Window

Gray Value Right Side

Hier kann der Referenzgrauwert eingestellt werden.

Holding Time [ms]

Diese Funktion entstand aus einer früheren Softwareversion und hat hier keinen Einfluss!

Increment

Dies ermöglicht die Einstellung der Grauwertschrittweite für die Messung. Ein höheres Inkrement verringert natürlich die Messzeit, aber gleichzeitig auch die Messgenauigkeit.

17.8 Measurement

Open Gray Value Window

Durch betätigen dieser Schaltfläche öffnet sich das Grauwertfenster, welches auf dem Display adressiert werden soll. Arbeitet man mit dem Display als zweiten Monitor auf einem erweiterten Desktop, so muss das Fenster entsprechend auf die Desktophälfte verschoben und maximiert werden. Zur Kontrolle der richtigen Darstellung kann die Bildschirmlupe verwendet werden. In den meisten Fällen muss dieses noch auf Vollbild umgeschaltet werden.

Start Single Step

Diese Option ermöglicht es, die Grauwerte schrittweise manuell zu ändern.

Phase/Amplitude

Hiermit kann der Adressierungsmodus von geteiltem Grauwertfenster in homogenes Grauwertfenster geändert werden. Ist man im Amplitudenmodus, in dem homogene Grauwerte adressiert werden, sind alle Schaltflächen, die nur für die Phasenmodulationsmessung notwendig sind deaktiviert.

Start

Die Messung wird gestartet.

17.9 Evaluation

Show Image

Wenn die Messung beendet ist, werden durch betätigen dieser Schaltfläche alle Messzeilen pro Grauwert, wie in Abbildung 85 gezeigt, untereinander dargestellt. Durch betätigen von „Show measurement points“ werden alle Messwerte als rote Punkte in dieses Diagramm eingezeichnet. Ist dies der Fall öffnet sich sofort ein Fenster, in welchem die Messung abgespeichert werden kann.

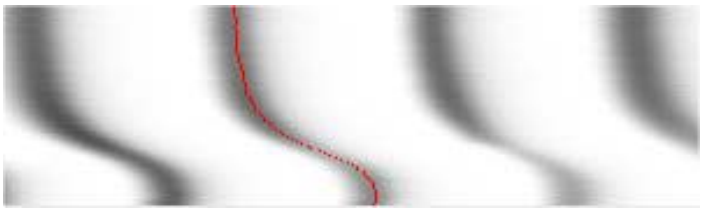


Abbildung 85: Messbild

Show Diff Image

Ein Zweifarbbild des obigen Bildes wird dargestellt. Diese Funktion hat nur visuelle Bedeutung und eignet sich zur Dokumentation der Messung.

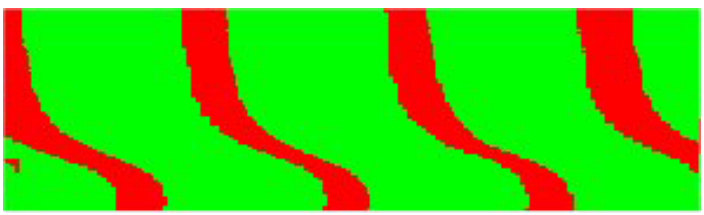


Abbildung 86: Differenzbild

Save Image

Somit kann das gezeigte Bild als .bmp File abgespeichert werden

Save Measurement

Die Messwerte können als .txt File zur späteren Weiterverarbeitung mit einem Tabellenkalkulationsprogramm abgespeichert werden. Dieses File enthält die Information über die Periode und die Position des Messminimums für jeden adressierten Grauwert.

Fragen und Anregungen

Bei weiteren Fragen und Anregungen kontaktieren Sie uns bitte unter:

optixplorer@holoeye.com

HOLOEYE Photonics AG
Albert-Einstein-Str. 14
D-12489 Berlin

contact@holoeye.com
www.holoeye.com